

THESES

présentées

à la Faculté des Sciences de l'Université de Nantes

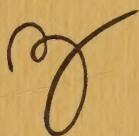
pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR ès-SCIENCES

Mention Sciences Appliquées

par

Jean-François LE CORRE



1^{ère} THESE : Régulation auto adaptative d'une chaudière

2^{ème} THESE : Propositions données par la Faculté

Soutenues le

1969

devant la Commission d'Examen

M. MEZENCEV Président

M. LAGASSE

M. PRUDHOMME } Examineurs

M. TARDY }

THESES

présentées

à la Faculté des Sciences de l'Université de Nantes

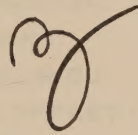
pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR ès-SCIENCES

Mention Sciences Appliquées

par

Jean-François LE CORRE



1^{ère} THESE : Régulation auto adaptative d'une chaudière

2^{ème} THESE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le

devant la Commission d'Examen

M. MEZENCEV Président

M. LAGASSE

M. PRUDHOMME

M. TARDY

} Examinateurs



UNIVERSITE DE NANTES
FACULTE DES SCIENCES

Professeurs	Doyen	M. DUNOYER de SEGONZAC	Chimie
	Assesseur	M. SELLIER	Zoologie
		M. PAUC	Mathématiques
		M. RAVILLY (E.N.S.M.)	Mécanique
		M. RAFFIN	Mécanique rationnelle
		M. GARRIGUES	Biologie végétale
		M. BRILLOUET	Analyse numérique
		M. GRAFF	Chimie
		M. VIVIER (E.N.S.M.)	Mathématiques appliquées
		M. COLLET	Physique
		M. BOULLLOUD (C.S.U.)	Physique
		Mlle DEBRAUX	Botanique
		M. PETRESCO	Mathématiques
		M. PIERI	Biologie animale
		M. WOJTKOWIAK	Chimie
		M. AVIGNON	Physique
		M. MOUTON	Physique
		M. TARDY (E.N.S.M.)	Mécanique
		M. GOBIN (E.N.S.M.)	Chimie
		M. CAVET	Sciences de la Terre
		M. OTTMANN	Sciences de la Terre
Professeurs sans chaire		M. MEZENCEV (E.N.S.M.)	Physique
		M. MOLINARO	Mathématiques
		M. DUPONT	Biologie végétale
		M. ROUXEL	Chimie
		M. MINN	Physique
		M. QUINIOU	Chimie
		Mlle OFFRET (E.N.S.M.)	Physique
		M. FORESTIER	Sciences de la Terre
		M. LASKAR	Physique
		M. SAUDRAY	Biologie animale
		M. MARTIN	Chimie
		M. GOUREAUX	Physique
		M. LE DOUARIN Georges	Biologie végétale
		M. AMOURIQ	Psychophysiologie
		Mlle ASTIE (C.S.U.)	Botanique
		M. LAMEAU (E.N.S.M.)	Mathématiques
		Mme LE DOUARIN Nicole	Biologie végétale
		M. TOURNOUX	Chimie minérale
		M. GUEVEL (E.N.S.M.)	Mathématiques
		M. GOUIN (C.S.U.)	Chimie
Maîtres de Conférences		M. POINTEAU (E.N.S.M.)	Chimie
		M. SULMONT (E.N.S.M.)	Mathématiques
		M. BARDON	Physique
		M. LONCKE	Physique
		M. LEBRUN	Biologie animale
		M. CORBEL (C.S.U.)	Biologie animale
		M. JONARD	Biologie végétale
		M. IBISCH	Maître de Conférences associé
		M. FOUQUES	Mathématiques
		M. PAILLET	Attaché Principal

« Je suis un mensonge qui dit toujours la vérité »

Jean Cocteau

Le travail présenté ici a été commencé dans le cadre d'un contrat de recherche passé, sous l'égide de la D.G.R.S.T., entre la Société ANALAC et le Laboratoire d'Automatique de l'E.N.S.M.

Je tiens à remercier le Président et les Membres du Comité « Automatique » de la D.G.R.S.T. qui ont bien voulu nous donner leur confiance en nous faisant entreprendre un travail qui a permis de mettre en place l'équipe de recherche d'automatique de l'E.N.S.M. .

Que Monsieur GARNIER, alors attaché à la Direction de la Société ANALAC, et qui est à l'origine du travail que nous présentons, et Monsieur APTER, Ingénieur au Centre de Calcul de cette Société, soient assurés de ma gratitude pour les excellents contacts que nous avons pu avoir.

Je remercie Monsieur FAURE, Directeur des Etudes et Recherches de l'E.D.F., ainsi que Monsieur GODIN, Ingénieur de recherches à l'E.D.F., d'avoir bien voulu nous faire part de leur grande connaissance du fonctionnement et de la conduite des centrales thermiques.

Que Monsieur le Professeur MEZENCEV, Directeur du Laboratoire d'Automatique de l'E.N.S.M. reçoive les remerciements de son élève.

A plus d'un titre, je remercie Monsieur le Professeur LAGASSE, Directeur du Laboratoire d'Automatique du C.N.R.S. de Toulouse et Monsieur le Professeur PRUDHOMME, Titulaire de la Chaire d'Automatisme industriel au Conservatoire National des Arts & Métiers, en particulier, je tiens à les remercier d'avoir bien voulu m'honorer en acceptant d'être mes examinateurs.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur PIRONNEAU, actuellement Recteur de l'Académie de Besançon, qui, lorsqu'il était Directeur de l'E.N.S.M., s'est intéressé à notre travail, et à Monsieur TARDY, Directeur de l'E.N.S.M., qui m'a montré beaucoup d'intérêt à un moment difficile de ma carrière et a bien voulu accepter de participer aux travaux de mon Jury.

Que mes collègues, et en particulier Monsieur THOMAS, chercheurs au Laboratoire d'Automatique, soient remerciés pour tout le travail que nous faisons ensemble.

TABLE DES MATIERES

SYMBOLES - INTRODUCTION	PAGES
Chapitre I - REGULATION PAR TENDANCE et AUTO ADAPTATION	1
I.1 - Régulation par tendance	1
I.1.1 - Introduction	1
I.1.2 - Position du problème	1
I.1.3 - Résolution du problème pour les systèmes linéaires stationnaires composés de n intégrateurs en cascade avec critère quadratique en temps infini	2
I.1.4 - Application à un système composé de deux intégrateurs encastrés	8
I.2 - Performances de la régulation par tendance	10
I.2.1 - Conditions d'application de la régulation par tendance	10
I.2.2 - Grandeurs mesurables et modèle	10
I.2.3 - Influence d'un paramètre non stationnaire sur les performances de la régulation par tendance d'un processus	11
I.3 - L'auto adaptation du modèle	14
I.3.1 - Généralités	14
I.3.2 - Les conditions d'application de l'auto adaptation dans le cas d'un système n'ayant qu'un seul coefficient non stationnaire	14
I.3.3 - Performances obtenues par l'auto adaptation en régime permanent	17
I.3.3.1 - Précision obtenue par l'auto adaptation	17
I.3.3.2 - Influence de l'auto adaptation sur la stabilité globale de la régulation	18
Chapitre II - LES EQUATIONS DE FONCTIONNEMENT DE LA CHAUDIERE	21
II.1 - Distribution des flux de chaleur sur les échangeurs de chaleur	22
II.1.1 - Définitions et hypothèses	22
II.1.2 - Flux total et température des fumées dans le foyer	24
II.1.3 - Flux de chaleur fourni à l'émulsion dans l'évaporateur	26
II.1.4 - Flux de chaleur fourni à la vapeur surchauffée	27
II.1.5 - Flux de chaleur fourni à l'eau de circulation	28
II.2 - Fonctionnement de l'ensemble du générateur de vapeur	28
II.2.1 - Equations d'énergie et de continuité	29
II.2.1.1 - Equations d'équilibre thermique des tubes de vaporisation	29
II.2.1.2 - Equations de continuité des tubes de vaporisation	31
II.2.1.3 - Equations de fonctionnement du ballon	32
II.2.1.4 - Equations de fonctionnement des tubes de descente	34

	PAGES
II.2.2 - Etude de la circulation	36
II.2.2.1 - Généralités	36
II.2.2.2 - Calcul de la pression motrice	36
II.2.2.3 - Les pertes de charge	37
II.2.2.4 - Approximation des forces d'inertie par unité de section de tube	38
II.2.2.5 - Equation de moment du fluide en circulation	39
II.3 - Etude simplifiée du surchauffeur	39
II.3.1 - Equation d'énergie	39
II.3.2 - Equation de continuité	40
II.3.3 - Equation de moment	40
II.4 - Résumé des équations de fonctionnement de la chaudière	41
II.5 - Détermination des paramètres à auto adapter	43
II.5.1 - Détermination du paramètre « $k_{ev} + k_{ec}$ »	43
II.5.2 - Détermination du paramètre « k_s »	44
Annexe I - CALCUL DE LA PRESSION MOTRICE dans le cas d'une loi de répartition linéaire du titre de vapeur	45
Chapitre III - APPLICATION à UNE CHAUDIERE, DE LA METHODE DE REGULATION AUTO ADAPTEE	49
III.1 - Introduction	49
III.2 - Les capteurs de mesure et les organes de commande	50
III.2.1 - Les capteurs de mesure	50
III.2.1.1 - Mesure de la pression de vapeur dans le ballon	50
III.2.1.2 - Mesure du niveau d'eau dans le ballon	50
III.2.1.3 - Mesure de la température surchauffée	51
III.2.1.4 - Mesure du débit d'air de combustion	51
III.2.1.5 - Mesure du débit de combustible	52
III.2.1.6 - Mesure du débit d'eau alimentaire	52
III.2.1.7 - Mesure du débit de vapeur surchauffée	52
III.2.1.8 - Mesure du débit d'eau de désurchauffe	52
III.2.2 - Les organes de commande	53
III.2.2.1 - Commande du débit d'eau alimentaire	53
III.2.2.2 - Commande du débit de combustible	53
III.2.2.3 - Commande du débit d'air comburant	53
III.2.2.4 - Commande du débit d'eau de désurchauffe	54
III.2.2.5 - Commande de la dépression dans le foyer	54

	PAGES
III.3 - Mise en oeuvre de la régulation et de l'auto adaptation	54
III.3.1 - Régulations annexes	54
Régulation de la dépression dans la chambre de combustion	54
Régulation du débit air de combustion	54
III.3.2 - Régulation de niveau dans le ballon	55
III.3.3 - Régulation de pression de vapeur	55
Calcul du débit de combustible	57
Calcul du débit de vapeur saturée	57
Calcul de la masse spécifique ρ	57
III.3.4 - Régulation de la température de vapeur surchauffée	59
III.3.5 - L'auto adaptateur	60
III.3.5.1 - Le détecteur de régime permanent	60
Détermination des instants où la pression est constante	60
Détermination des instants où la température est constante	62
Détection du régime permanent	62
III.3.5.2 - Actionneur d'auto adaptation	62
III 4 - Résultats expérimentaux	63
Lecture des enregistrements	64
CONCLUSION	79
BIBLIOGRAPHIE	

SYMBOLES

Débits massiques

$\dot{w}_{ea}$ = eau alimentaire

$\dot{w}_v^B$ = vapeur à la sortie du ballon

$\dot{w}_{ec}$ = eau de circulation dans les tubes de descente (économiseur)

$\dot{w}_e^{ev}$ = eau de circulation à la sortie des tubes évaporatoires

$\dot{w}_v^{ev}$ = vapeur à la sortie des tubes évaporatoires

$\dot{w}_{em}$ = mélange eau et vapeur à la sortie des tubes évaporatoires = $\dot{w}_e^{ev} + \dot{w}_v^{ev}$

$\dot{w}_d$ = eau de désurchauffe

$\dot{w}_v^S$ = vapeur à la sortie du surchauffeur

Masses spécifiques

ρ_v = de la vapeur à la température de saturation

ρ_e = de l'eau à la température de saturation

ρ_m = moyenne dans l'évaporateur

Enthalpies

H_v = de la vapeur à la température de saturation

H_s = de la vapeur surchauffée à la pression p_s et à la température T_s

H_e = de l'eau à la température de saturation

h_{eo} = de l'eau à l'entrée de l'économiseur (haut des tubes de descente)

h_{ea} = de l'eau alimentaire et de désurchauffe

h_{e_1} = de l'eau au bas des tubes de descente

h_c = pouvoir calorifique du combustible

Volumes

V^{ev} = des tubes évaporatoires = $V_e^{ev} + V_v^{ev}$, par ex. $V_e^{ev} = V^{ev} - V_v^{ev}$

V_e^{ev} = de l'eau dans les tubes évaporatoires

V_v^{ev} = de la vapeur dans les tubes évaporatoires

V^B = intérieur du ballon = $V_e^B + V_v^B$

V_e^B = de l'eau dans le ballon

V_v^B = de la vapeur dans le ballon

□□□□□□□□□□□□□□□□□□

X = titre de la vapeur à la sortie du faisceau évaporatoire = $\frac{\omega_v^{ev}}{\omega_{em}}$

□□□□□□□□□□□□□□□□□□

P_B = pression dans le ballon (pression de saturation)

P_S = pression à la sortie du surchauffeur

□□□□□□□□□□□□□□□□□□

L = hauteur du plan d'eau dans le ballon par rapport à l'axe du collecteur inférieur

□□□□□□□□□□□□□□□□□□

Les autres symboles sont définis dans le texte .

INTRODUCTION

En régulation PID, les termes « Intégrale » et « Dérivée » sont obtenus directement à partir de la mesure de la grandeur à réguler. On sait que le terme « intégrale » a pour rôle d'augmenter la précision statique et que le terme « dérivée » permet d'améliorer les performances en régime transitoire.

Il est bien connu que dans une installation industrielle où les grandeurs régulées ont de grands temps de réponse, il est difficile d'obtenir un terme « dérivée » avec un rapport signal/bruit suffisant, cette difficulté augmente encore quand il s'agit de terme « dérivée seconde ». D'autre part, on connaît l'influence néfaste de la saturation du terme « intégrale » lorsque l'action de correction est devenue impossible (vanne en butée par exemple), ce qui se produit inévitablement pendant le fonctionnement normal du processus.

De manière à éviter le calcul d'un terme « dérivée » à partir de la grandeur à réguler dont les variations sont généralement très lentes, on préfère parfois le remplacer par un terme de « tendance » qui peut être calculé à partir des grandeurs de commande du système quand on connaît un modèle mathématique de celui-ci. On peut ainsi obtenir, avec un réglage correct de cette « tendance », une régulation ayant d'excellentes performances transitoires.

Malheureusement, le modèle mathématique représente toujours une approximation du fonctionnement du système physique et il est alors indispensable d'utiliser un terme « intégrale » pour conserver une précision statique suffisante malgré les inconvénients inhérents à ce genre d'action.

On peut montrer que pour obtenir une bonne précision statique, il est nécessaire que les équations de tendance utilisées soient exactes en régime permanent, et alors le terme « intégrale » est inutile, voire même néfaste. Cela implique qu'à tout instant du fonctionnement, le modèle mathématique doit être continuellement adapté au processus à réguler, ce modèle étant remis à jour le plus souvent possible.

La méthode proposée ici pour résoudre ce problème, consiste à auto adapter les équations de tendance à chaque fois que le système est en régime permanent. Un des principaux intérêts de la méthode est d'obtenir une excellente précision statique du modèle car on ajuste ces équations de tendance au moment où elles sont parfaitement connues, ainsi, non seulement on peut mettre en oeuvre une régulation à haute performance, mais, de plus, on peut connaître à chaque instant les valeurs de certains coefficients dont l'évolution est mal connue.

Actuellement, les régulations industrielles, en particulier dans la commande automatique des centrales thermiques, utilisent de plus en plus des équations de tendance et le problème posé par les variations de certains coefficients, tels que les coefficients d'échange thermique, n'est pas entièrement résolu ; il était donc intéressant d'appliquer la méthode proposée à une chaudière pilote.

Chapitre I

REGULATION PAR TENDANCE et AUTO ADAPTATION

I.1 - Régulation par tendance -

I.1.1. - Introduction -

Par opposition à la régulation P.I.D. qui consiste à élaborer une grandeur de commande uniquement à partir de la grandeur de sortie (ou un vecteur de commande en fonction du vecteur de sortie dans le cas de systèmes multidimensionnels), dans une régulation par tendance, la grandeur de commande est obtenue en fonction du vecteur d'état du processus.

Bien que cette méthode de régulation soit habituellement considérée comme un prolongement normal de la régulation P.I.D., il est possible de montrer qu'on y arrive directement dans certains cas en appliquant un principe de commande optimale.

I.1.2 - Position du problème -

Soit un système physique à n dimensions dont le vecteur de sortie $S(t)$, de dimension m , est de la forme vectorielle

$$(I - 1) \quad S(t) = g [x(t), t]$$

avec $x(t)$ = vecteur d'état (de dimension n).

Le système différentiel décrivant l'état du processus peut se mettre sous la forme vectorielle

$$(I - 2) \quad \dot{x}(t) = f(x, u, t)$$

avec $u(t)$ = vecteur de commande (de dimension r).

La commande est dite optimale pendant un temps T si le vecteur de commande $u(t)$ pour $t \in [0, T]$ existe et est tel que la fonctionnelle J définie par

$$(I - 3) \quad J = \int_0^T h [s(t), u(t), t] dt \quad \text{soit minimale}$$

avec $h [s(t), u(t), t]$ = fonction « erreur » du critère J .

On appelle système « linéaire » un système dont les équations (I - 1) et (I - 2) peuvent être mises respectivement sous les formes

$$(1 - 4) \quad \begin{cases} s(t) = C(t) \cdot x(t) \\ \dot{x}(t) = A(t) \cdot x(t) + B(t) \cdot u(t) \end{cases}$$

avec

$$C(t) = \text{matrice } m \times n, \quad A(t) = \text{matrice } n \times n, \quad B(t) = \text{matrice } m \times r.$$

Si tous les éléments de chacune de ces trois matrices sont constants, le système est dit stationnaire. On définit un vecteur « écart » $e(t)$ tel que

$$e(t) = s_d(t) - s(t)$$

avec $s_d(t)$ = vecteur « sortie désirée » (de dimension m).

On peut alors se poser le problème suivant : trouver un vecteur de commande $u(t)$ de module aussi faible que possible, pour que le module de $e(t)$ reste presque nul pendant l'intervalle de temps $[0, T]$.

Pour cela, on choisit le critère J tel que :

$$(1 - 5) \quad J = \int_0^T [\langle e(t), Q(t) e(t) \rangle + \langle u(t), R(t) u(t) \rangle] dt$$

avec

$Q(t)$ = matrice $m \times n$ semi définie positive

$R(t)$ = matrice $r \times r$ définie positive

REMARQUE : les produits scalaires $\langle e, Q e \rangle$ et $\langle u, R u \rangle$ étant des formes quadratiques, le critère J défini par l'équation (1 - 5) est dit critère quadratique.

Ce critère possède deux propriétés importantes dans le cas des systèmes linéaires :

- il permet un traitement mathématique des problèmes de la commande optimale,
- on montre qu'il conduit à des systèmes optimaux bouclés qui sont linéaires, c'est-à-dire, étant donné le système d'équations (1 - 4) et le critère J défini par l'équation (1 - 5), satisfaisant tous deux les hypothèses énoncées, le vecteur de commande $u(t)$ du système d'équations (1 - 4) qui minimise J , existe et se met sous la forme

$$(1 - 6) \quad u(t) = G(t) x(t) \text{ pour } t \in [0, T]$$

avec $G(t)$ = matrice $r \times n$.

1.1.3 - Résolution du problème pour les systèmes linéaires stationnaires composés de n intégrateurs en cascade avec critère quadratique en temps infini -

Considérons le cas où :

$$m = 1$$

$$r = 1$$

Les matrices A , B , C , Q et R étant de la forme

$$C = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$A = \begin{bmatrix} 0 & a_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{n-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$B = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ a_n \end{bmatrix}$$

dans lesquelles les a_i ($i = 1$ à n) sont des nombres réels et constants.

$$Q = [1]$$

$$R = [\alpha^2] \quad \alpha \text{ étant un nombre réel positif.}$$

Alors le système d'équations (I - 4) se met sous la forme :

$$(I - 7) \quad \left| \begin{array}{l} s(t) = x_1(t) \\ \dot{x}_1(t) = a_1 x_2(t) \\ \dot{x}_2(t) = a_2 x_3(t) \\ - - - - - \\ \dot{x}_{n-1}(t) = a_{n-1} x_n(t) \\ \dot{x}_n(t) = a_n u(t) \end{array} \right.$$

et le critère J , avec $T = \infty$, devient, d'après l'équation (I - 5) :

$$(I - 8) \quad J = \int_0^{\infty} [x_1^2(t) + \alpha^2 u^2(t)] dt$$

Le diagramme de fonctionnement du système (I - 7) est représenté sur la figure (I - 1) :

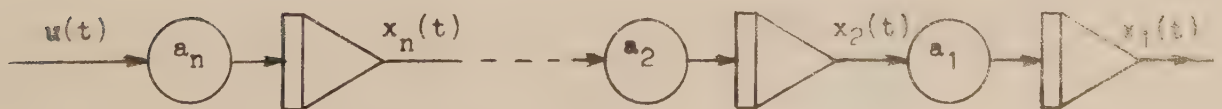


Figure I - 1

Le problème consiste à trouver, pour $0 < t < T$ la grandeur de commande $u(t)$ qui minimise le critère (I-8) et qui permette d'obtenir la valeur la plus faible possible de la grandeur de sortie s au bout d'un temps infini.

Pour résoudre ce problème, on peut utiliser une méthode quelconque de recherche d'optimum, mais comme on n'impose aucune contrainte sur $x(t)$ et sur $u(t)$, on emploiera ici la méthode variationnelle classique. On obtient ainsi directement l'équation différentielle d'ordre $2n$ à laquelle doit satisfaire le système de commande optimale.

On sait que, étant donné une fonction $z(t)$ définie en fonction de la variable $y(t)$ et de ses n dérivées, par la relation :

$$z(t) = F [y(t), \dot{y}(t), \dots, y^{(n)}(t)]$$

et une relation intégrale :

$$E(T) = \int_0^T L [y(t), \dot{y}(t), \dots, y^{(n)}(t), t] dt$$

L étant une fonction continue et strictement convexe en $y, \dot{y}, \dots, y^{(n)}$, $E(T)$ est minimum si $y(t)$ est solution de l'équation d'Euler-Lagrange

$$(I-9) \quad \sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{d^k}{dt^k} \frac{\partial L}{\partial y^{(k)}(t)} = 0$$

et si les conditions de transversalité sont vérifiées, dans le cas où $x(T)$ n'est pas imposée :

$$(I-10) \quad \sum_{k=1}^n (-1)^{k-1} \frac{d^{k-1}}{dt^{k-1}} \frac{\partial L}{\partial y^{(k)}(t)} \Bigg|_{t=T} = 0 \text{ avec } k = 1, \dots, n$$

Pour appliquer cette méthode au système d'équations (I-7) avec le critère (I-8), il faut d'abord écrire (I-7) et (I-8) en fonction de la variable $s(t)$, il vient alors :

$$(I-11) \quad s^{(n)}(t) = a_1 a_2 \dots a_n u(t)$$

$$(I-12) \quad J = \int_0^\infty \left\{ [s(t)]^2 + \frac{\alpha^2}{(a_1 \dots a_n)^2} [s^{(n)}(t)]^2 \right\} dt$$

D'où

$$L = [s(t)]^2 + \frac{\alpha^2}{(a_1 \dots a_n)^2} [s^{(n)}(t)]^2$$

On calcule ensuite les dérivées partielles $\frac{\partial L}{\partial s^{(k)}}(t)$, pour $k = 0, 1, \dots, n$

il vient : $\frac{\partial L}{\partial s} = 2s$ pour $k = 0$

$$\frac{\partial L}{\partial s^{(k)}} = 0 \text{ pour } k = 1, \dots, n-1$$

$$\frac{\partial L}{\partial s^{(n)}} = 2 \frac{\alpha^2}{(a_1 \dots a_n)^2} s^{(n)}(t) \text{ pour } k = n$$

après avoir dérivé $\frac{\partial L}{\partial s^{(n)}}$ par rapport au temps, l'équation (I - 9) permet alors d'écrire :

$$2 s(t) + (-1)^n \cdot 2 \frac{\alpha^2}{(a_1 \dots a_n)^2} s^{2n}(t) = 0$$

soit :

$$(I - 13) \quad (a_1 \dots a_n)^2 s(t) + (-1)^n \alpha^2 s^{2n}(t) = 0$$

Cette équation permet d'obtenir la grandeur de sortie optimale $s(t)$. On obtient alors la grandeur de commande optimale $u(t)$ à l'aide de (I - 11) sous réserve que les $2n$ conditions aux limites soient connues. Nous avons n conditions initiales et n conditions finales.

Les n conditions initiales seront supposées connues, soit :

$$(I - 14) \quad \begin{cases} s(0) = s_0 \\ \dot{s}(0) = \dot{s}_0 \\ \dots \dots \dots \\ s^{(n-1)}(0) = s_0^{(n-1)} \end{cases}$$

Les n conditions finales sont obtenues à l'aide des conditions de transversalité (équation I - 10).

Il vient successivement pour $k = 1, 2, \dots, n$:

$$(I - 15) \quad \begin{cases} s^{(2n-1)}(\infty) = 0 \\ s^{(2n-2)}(\infty) = 0 \\ \dots \dots \dots \\ s^{(n)}(\infty) = 0 \end{cases}$$

Alors l'équation (I - 13) avec les conditions aux limites (I - 14) et (I - 15), admet une solution unique et analytique. Cette solution est de la forme :

$$(I - 16) \quad s(t) = \sum_{k=1}^{2n} C_k e^{r_k t}$$

Les C_k étant des constantes et les r_k étant racines de l'équation :

$$(a_1 \dots a_n)^2 + (-1)^n \alpha^2 r^{2n} = 0$$

$$D'où \quad r^{2n} = - \frac{(a_1 \dots a_n)^2}{(-1)^n \alpha^2} = (-1)^{n-1} \frac{(a_1 \dots a_n)^2}{\alpha^2}$$

En posant :

$$r = R e^{i\theta}$$

il vient

$$(I - 17) \quad \begin{cases} R = \left(\frac{a_1 \dots a_n}{\alpha} \right)^{1/n} \\ \theta = \frac{\pi}{2n} (n-1)(1+2k) \quad k = 0, 1, \dots \end{cases}$$

les a_k sont déterminés par les conditions aux limites.

En particulier, on voit que les équations (I - 15) ne peuvent être vérifiées que si dans (I - 16) les $n C_k$ correspondant aux r_k à partie réelle positive, sont nuls. Ceci entraîne que :

$$\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$$

ce qui donne, en utilisant l'équation (I - 17), les valeurs de k à utiliser dans cette équation :

$$(I - 18) \quad \frac{1}{2(n-1)} < k < \frac{2n+1}{2(n-1)}$$

les $n C_k$ restants sont déterminés par les conditions initiales (I - 14).

Finalement, (I - 16) peut s'écrire :

$$(I - 19) \quad s(t) = \sum_{i=1}^n b_i e^{q_i t}$$

Nous allons maintenant montrer que la grandeur de commande $u(t)$ est une combinaison linéaire des grandeurs d'état.

En dérivant $(2n-1)$ fois la relation (I - 19) par rapport au temps, il vient :

$$(I - 20) \quad \begin{aligned} s &= b_1 e^{q_1 t} + b_2 e^{q_2 t} + \dots + b_n e^{q_n t} \\ \dot{s} &= q_1 b_1 e^{q_1 t} + q_2 b_2 e^{q_2 t} + \dots + q_n b_n e^{q_n t} \\ &\vdots \\ s^{(n-1)} &= q_1^{n-1} b_1 e^{q_1 t} + \dots + q_n^{n-1} b_n e^{q_n t} \end{aligned}$$

$$(I - 21) \quad \begin{aligned} s^{(n)} &= q_1^n b_1 e^{q_1 t} + \dots + q_n^n b_n e^{q_n t} \\ s^{(2n-1)} &= q_1^{2n-1} b_1 e^{q_1 t} + \dots + q_n^{2n-1} b_n e^{q_n t} \end{aligned}$$

Le système (I - 20) peut se mettre sous la forme matricielle :

$$(I - 22) \quad S_1 = Q_1 \cdot E$$

avec :

$$S_1 = \begin{bmatrix} s \\ \dot{s} \\ \vdots \\ s^{(n-1)} \end{bmatrix}, \quad Q_1 = \begin{bmatrix} 1 & & 1 \\ q_1 & q_2 & q_n \\ & & \\ & & \\ & & \\ q_1^{n-1} & & q_n^{n-1} \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} b_1 e^{q_1 t} \\ b_2 e^{q_2 t} \\ \vdots \\ b_n e^{q_n t} \end{bmatrix}$$

De même, le système (I - 21) peut s'écrire :

(I - 23)

$$S_2 = Q_2 \cdot E$$

avec :

$$S_2 = \begin{bmatrix} s^{(n)} \\ s \\ \vdots \\ s^{(2n-1)} \\ s \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad Q_2 = \begin{bmatrix} q_1 & & q_n \\ & \ddots & \\ & & q_n \\ q_1 & & q_n \end{bmatrix}$$

Si la matrice Q_1 est régulière, l'équation (I - 22) peut s'écrire :

$$E = Q_1^{-1} S_1$$

alors l'équation (I - 23) devient :

(I - 24)
$$S_2 = Q_2 Q_1^{-1} S_1$$

Cette relation montre qu'on peut exprimer les dérivées d'ordre n à $2n-1$ de $s(t)$ en fonction des $n-1$ premières dérivées, or, d'après l'équation (I - 7), les $n-1$ premières dérivées peuvent être exprimées en fonction des grandeurs d'état :

$$\begin{cases} s = x_1 \\ \dot{s} = \dot{x}_1 = a_1 x_2 \\ \vdots \\ s^{(n-1)} = a_1 a_2 \dots a_{n-1} x_n \end{cases}$$

l'équation (I - 24) permet alors d'écrire :

(I - 25)
$$\begin{bmatrix} s^{(n)} \\ s \\ \vdots \\ s^{(2n-1)} \\ s \end{bmatrix} = Q_2 Q_1^{-1} \begin{bmatrix} x_1 \\ a_1 x_2 \\ \vdots \\ a_1 a_2 \dots a_n x_n \end{bmatrix}$$

on voit ainsi qu'en particulier $s^{(n)}$ s'exprime par une combinaison linéaire des grandeurs d'état. Or, le système d'équation (I - 7) donne :

(I - 26)
$$s^{(n)} = a_1 a_2 \dots a_n u(t)$$

$u(t)$ s'exprime donc linéairement en fonction du vecteur d'état, soit :

$$u(t) = \lambda_1 x_1(t) + \lambda_2 x_2(t) + \dots + \lambda_n x_n(t)$$

Les λ_i ($i = 1, 2, \dots, n$) étant définies par les équations (I - 25) et (I - 26) .

Sur la figure I - 2 se trouve représenté le diagramme de la commande optimale.

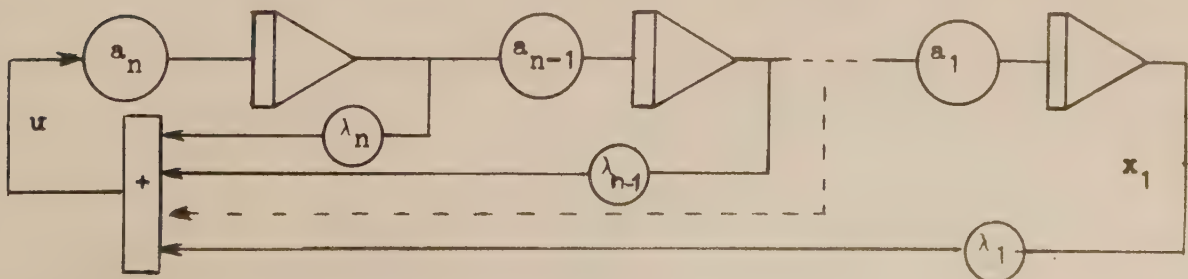


Figure I - 2

1.1.4 - Application à un système composé de deux intégrateurs en cascade -

Soit le système défini par :

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= a_1 x_2 \\ \dot{x}_2 &= a_2 u\end{aligned}$$

On cherche $u(t)$ qui minimise :

$$J = \int_0^{\infty} (x_1^2 + \alpha^2 u^2) dt$$

Les équations (I - 17) et (I - 18) permettent d'écrire :

$$\begin{aligned}R &= \sqrt{\frac{a_1 a_2}{\alpha}} \\ \theta_1 &= \frac{3\pi}{4} \\ \theta_2 &= \frac{5\pi}{4}\end{aligned}$$

L'équation (I - 19) donne :

$$s(t) = b_1 e^{q_1 t} + b_2 e^{q_2 t}$$

$$\text{avec } q_{1,2} = \left(-\frac{\sqrt{2}}{2} \pm i \frac{\sqrt{2}}{2}\right) \sqrt{\frac{a_1 a_2}{\alpha}}$$

et b_1 et b_2 solutions de $b_1 + b_2 = x_1(0)$

$$q_1 b_1 + q_2 b_2 = a_1 x_2(0)$$

Les matrices Q_1 et Q_2 sont :

$$Q_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{\sqrt{2}}{2}(-1+i) \sqrt{\frac{a_1 a_2}{\alpha}} & \frac{\sqrt{2}}{2}(-1-i) \sqrt{\frac{a_1 a_2}{\alpha}} \end{bmatrix}$$

$$Q_2 = \begin{bmatrix} -i \frac{a_1 a_2}{\alpha} & i \frac{a_1 a_2}{\alpha} \\ \frac{\sqrt{2}}{2}(-1+i) \left(\frac{a_1 a_2}{\alpha}\right)^{3/2} & \frac{\sqrt{2}}{2}(1-i) \left(\frac{a_1 a_2}{\alpha}\right)^{3/2} \end{bmatrix}$$

On calcule $Q_1^{-1} Q_2^{-1}$, il vient :

$$Q_1^{-1} Q_2^{-1} = \begin{bmatrix} -\frac{a_1 a_2}{\alpha} & -2 \sqrt{\frac{a_1 a_2}{\alpha}} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{a_1 a_2}{\alpha}\right)^{3/2} (1+i) & \frac{a_1 a_2}{\alpha} (1+i) \end{bmatrix}$$

les équations (I - 25) et (I - 26) donnent alors :

$$\ddot{s} = a_1 a_2 u(t) = -\frac{a_1 a_2}{\alpha} x_1 - 2 \sqrt{\frac{a_1 a_2}{2\alpha}} a_1 x_2$$

Soit :

$$u(t) = -\frac{1}{\alpha} x_1 - \frac{2}{\alpha_2} \sqrt{\frac{a_1 a_2}{2\alpha}} x_2$$

(I - 27)

$$u(t) = -\frac{1}{\alpha} x_1 - \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \sqrt{\frac{a_1}{a_2}} x_2$$

Le schéma de la régulation optimale de ce système est représenté sur la figure I - 3 .

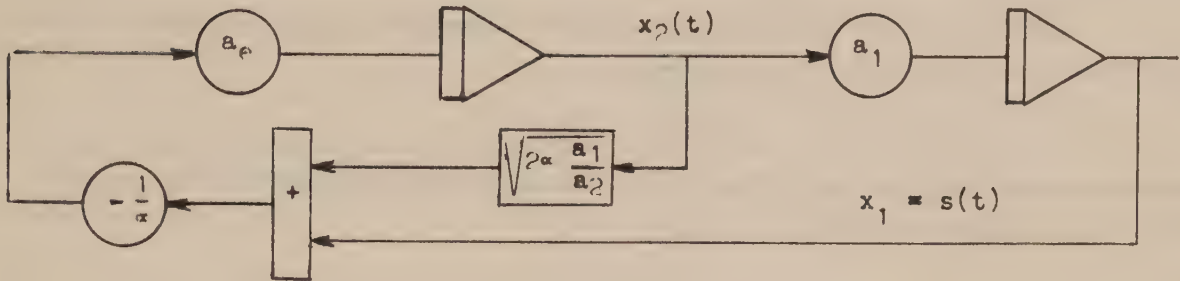


Figure I - 3

La grandeur de sortie $s(t)$ est alors solution de l'équation :

$$\frac{1}{a_1 a_2} \ddot{s} + \frac{1}{\alpha} \sqrt{2\alpha \frac{a_1}{a_2}} \frac{1}{a_1} \dot{s} + \frac{1}{\alpha} s = 0$$

soit :

$$\ddot{s} + a_1 \sqrt{\frac{2 a_1 a_2}{\alpha}} \dot{s} + \frac{a_1 a_2}{\alpha} s = 0$$

qui est de la forme :

$$\ddot{s} + 2 \xi \omega_n \dot{s} + \omega_n^2 s = 0$$

avec

- le coefficient d'amortissement $\xi = \frac{a_1}{\sqrt{2}}$

- la pulsation propre $\omega_n = \sqrt{\frac{a_1 a_2}{\alpha}}$

■ On remarquera que le coefficient d'amortissement est indépendant de α , mais qu'il dépend du coefficient a_1 .

1.2 - Performances de la régulation par tendance -

1.2.1 - Conditions d'application de la régulation par tendance -

La régulation à l'aide de tendances en parallèle sur une chaîne P I D déjà existante, permet d'obtenir une grande rapidité de réponse de la grandeur régulée en présence de perturbations extérieures. Souvent le terme « dérivée » du P I D n'est pas utile, la « tendance » en tenant lieu. Cependant, la plupart du temps, les coefficients de « proportionnelles » et de « tendances » sont réglés pour obtenir les meilleures performances possibles en régime transitoire, et non pas pour satisfaire le critère quadratique en temps infini.

Dans les installations industrielles, le terme « intégrale » reste souvent nécessaire afin d'obtenir une précision suffisante en régime permanent.

Nous verrons en effet que la régulation utilisant des tendances, obtenues à partir d'approximations sur le fonctionnement du processus, introduit systématiquement un « écart » par rapport à la consigne en régime permanent.

1.2.2 - Grandeurs mesurables et modèle -

Pour mettre en oeuvre une régulation par tendance telle que celle qui est montrée sur la figure 1 - 2, il est nécessaire de disposer des n grandeurs d'état du système physique de manière à élaborer la grandeur de commande.

Quand toutes ces grandeurs d'état sont mesurables, le problème est considérablement simplifié, mais, la plupart du temps, les composantes du vecteur d'état ne peuvent pas être obtenues par des mesures directes. Elles sont alors calculées à partir de l grandeurs mesurables $m_1, \dots, m_l$ à l'aide des équations de fonctionnement.

Le vecteur d'état s'écrit alors :

$$x(t) = E(m_1, m_2, \dots, m_l ; \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_p)$$

où les coefficients $\lambda_1, \dots, \lambda_p$ sont des paramètres du système physique.

Le vecteur E de dimensions n constitue le « modèle » du processus. Ce modèle est toujours une approximation du fonctionnement réel car :

- d'une part, pour de nombreux processus, la structure mathématique de ce modèle, bien qu'en fait, souvent compliquée, est insuffisante pour représenter le processus dans tout son domaine de fonctionnement,
- d'autre part, les paramètres $\lambda_1, \dots, \lambda_p$ sont calculés à partir des dimensions caractéristiques du processus, ou bien à partir de tables de constantes physiques. Certains de ces coefficients sont parfois numériquement mal connus, soit parce qu'ils sont définis à partir d'approximations faites sur des phénomènes internes au processus, soit parce qu'ils varient lentement dans le temps en fonction de l'évolution du comportement de l'installation ou de son environnement.

Finalement, l'organisation d'une régulation utilisant des tendances, sera celle correspondant au schéma de la figure 1 - 4 .

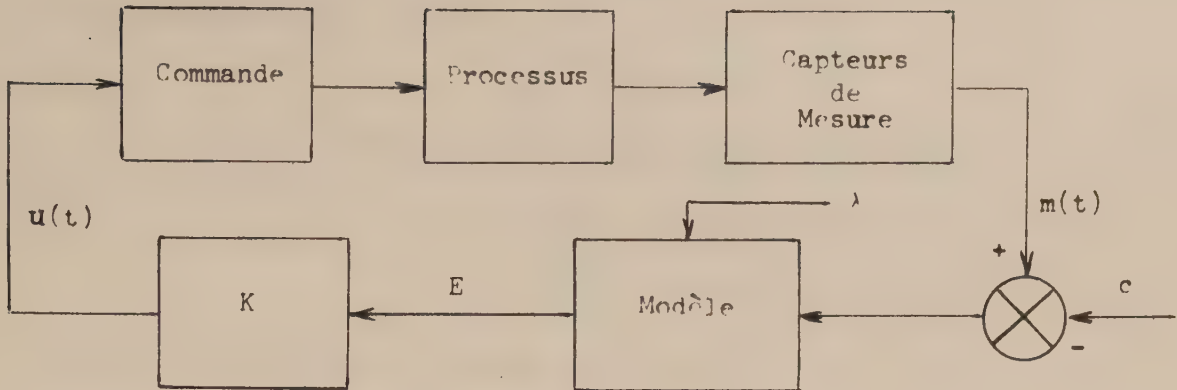


Figure I - 4

Sur cette figure $m(t)$ est un vecteur de dimension l ayant pour composantes les grandeurs mesurables. Le vecteur « C » est le vecteur grandeur de consigne (de dimension l).

- ▲ λ est un vecteur de dimension p dont les composantes sont les paramètres affichés dans le modèle,
- ▲ K est une matrice $r \times n$ telle que le vecteur de commande $u(t)$ soit obtenu par $u(t) = K \cdot E$.

1.2.3 - Influence d'un paramètre non stationnaire sur les performances de la régulation par tendance d'un processus -

Le cas où les paramètres λ_i ($i = 1$ à p) sont non stationnaires, est particulièrement gênant. En effet, si à un instant t_1 , un modèle $E(t_1)$ est exact, à un instant $t_2 \neq t_1$, le modèle $E(t_2)$ est certainement inexact.

Nous allons montrer sur un exemple que cette variation du modèle dans le temps conduit à une régulation erronée, et, qu'en particulier, en régime permanent, il existe alors un écart non nul entre la consigne et la grandeur de sortie.

Considérons le système linéaire du second ordre et non stationnaire défini par :

$$(I - 28) \quad \begin{cases} \dot{m}_1(t) = a_1 [\lambda_1(t) \cdot m_2(t) + m_3(t)] \\ \dot{m}_2(t) = a_2 \cdot u(t) \end{cases}$$

avec :

- ▲ λ_1 = coefficient lentement variable dans le temps d'une manière aléatoire,
- ▲ m_1, m_2, m_3 = grandeurs mesurables du processus.

On cherche $u(t)$ pour que :

$$\int_0^\infty (\Delta m^2 + \alpha^2 u^2) dt \text{ soit minimum}$$

avec : $\Delta m = m_1 - M$

M = grandeur de consigne

$m_3(t)$ = perturbation

On définit un vecteur d'état (x_1, x_2) tel que :

$$x_1 = \lambda_m = m_1 - M$$

$$x_2 = m_3 + \lambda_1(t) \cdot m_2$$

On sait, d'après le résultat du paragraphe 1.1.4 que l'on doit avoir :

$$u = -\frac{1}{\alpha} (x_1 + \sqrt{2\alpha \frac{a_1}{a_2}} \cdot x_2)$$

soit, en fonction des grandeurs mesurables :

$$u = -\frac{1}{\alpha} \{ m_1(t) - M + \sqrt{2\alpha \frac{a_1}{a_2}} \cdot [m_3(t) + \lambda_1(t) \cdot m_2(t)] \}$$

On peut alors utiliser cette dernière équation pour élaborer la grandeur de commande à partir des grandeurs mesurables m_1 , m_2 et m_3 .

L'organigramme de la régulation correspondante est représenté sur la figure I - 5.

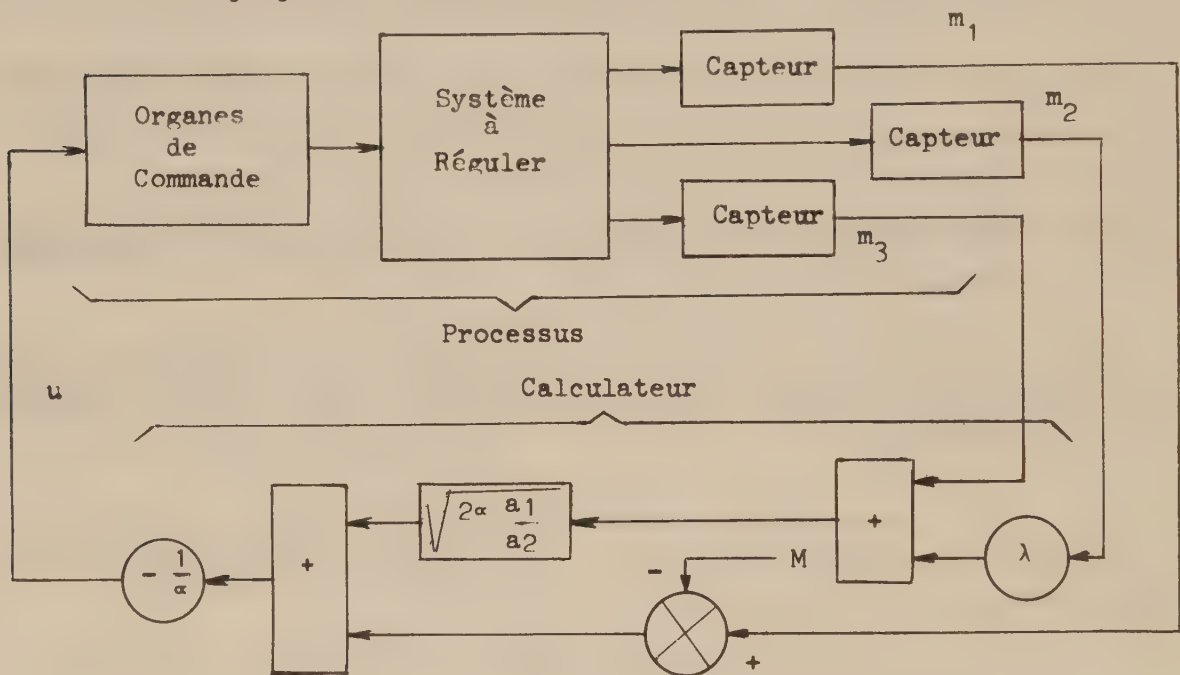


Figure I - 5

On y distingue deux parties principales :

- le processus, qui se compose de l'organe de commande, du système physique à réguler et des capteurs des grandeurs mesurables,
- l'organe de calcul (calculateur analogique) qui élabore la grandeur de commande à partir des grandeurs mesurables et de coefficients affichés.

On notera, en particulier, que le coefficient λ dans le calculateur ne peut être affiché qu'à une valeur constante la plus proche possible de la valeur réelle $\lambda_1(t)$ inconnue, si bien que l'équation réellement câblée est :

$$(I - 29) \quad u = -\frac{1}{\alpha} \{ m_1(t) - M + \sqrt{2\alpha \frac{a_1}{a_2}} \cdot [m_3(t) + \lambda \cdot m_2(t)] \}$$

Supposons qu'à un instant donné t_1 correspondant à un fonctionnement en régime permanent, on ait réussi à afficher λ tel que :

$$(I - 30) \quad \lambda = \lambda_1(t_1)$$

Dans ces conditions, le modèle est parfait à cet instant t_1 , donc, puisque le système est en régime permanent, on a :

$$\dot{m}_1(t_1) = 0$$

$$\dot{m}_2(t_1) = 0$$

$$\dot{m}_3(t_1) = 0$$

Les équations (I - 28) donnent alors :

$$\lambda_1(t_1) \cdot m_2(t_1) + m_3(t_1) = 0$$

$$u(t_1) = 0$$

Alors, d'après les équations (I - 29) et (I - 30), il vient :

$$m_1(t_1) - M = 0$$

Cette relation montre que la grandeur régulée m_1 est rigoureusement égale à sa consigne quand il n'y a pas d'erreur entre le coefficient réel $\lambda_1(t)$ et le coefficient affiché λ .

Considérons maintenant un instant $t_2 \neq t_1$ correspondant aussi à un régime permanent.

Comme $\lambda_1(t)$ est non stationnaire, on a généralement :

$$\lambda_1(t_2) \neq \lambda_1(t_1)$$

or, la valeur affichée dans le calculateur est $\lambda = \lambda_1(t_1)$. On peut alors définir à chaque instant une grandeur $\Delta \lambda(t)$ telle que :

$$(I - 31) \quad \Delta \lambda(t) = \lambda_1(t) - \lambda$$

Ainsi $\Delta \lambda(t_2)$ représente « l'erreur d'affichage » dans le calculateur à l'instant t_2 .

Puisque le système est en régime permanent à l'instant t_2 on a :

$$\dot{m}_1(t_2) = 0$$

$$\dot{m}_2(t_2) = 0$$

$$\dot{m}_3(t_2) = 0$$

Les équations (I - 28) donnent alors :

$$(I - 32) \quad \lambda_1(t_2) m_2(t_2) + m_3(t_2) = 0$$

$$(I - 33) \quad u(t_2) = 0$$

L'équation (I - 29) devient alors :

$$(I - 34) \quad m_1(t_2) - M + \sqrt{2 \alpha \frac{a_1}{a_2}} [m_3(t_2) + \lambda m_2(t_2)] = 0$$

En éliminant $m_3(t_2)$ entre les équations (I - 32) et (I - 34), il vient :

$$m_1(t_2) - M + \sqrt{2 \alpha \frac{a_1}{a_2}} [- \lambda_1(t_2) m_2(t_2) + \lambda_2(t_2)] = 0$$

Soit, d'après la définition de $\Delta \lambda(t)$ donnée en (I - 31) :

$$(I - 35) \quad m_1(t_2) - M = \sqrt{2 \alpha \frac{a_1}{a_2}} \cdot \Delta \lambda(t_2) \cdot m_2(t_2)$$

Cette équation montre qu'en régime permanent, il apparaît systématiquement un écart non nul entre la grandeur régulée $m_1(t)$ et sa consigne M , cet écart étant proportionnel à l'erreur d'affichage.

Nous avons ainsi montré, dans le cas d'un système du deuxième ordre linéaire non stationnaire, qu'une régulation par tendance nécessite une connaissance du modèle E du processus à réguler et qu'il apparaît des écarts par rapport aux consignes.

I.3 - L'auto adaptation du modèle -

I.3.1 - Généralités -

Il est évident que le résultat précédent, étudié au paragraphe I.1.4 pour un système du deuxième ordre, s'étend au cas général. Pour supprimer l'erreur entre le modèle construit dans le calculateur et le processus physique, il est nécessaire de modifier automatiquement, dans ce modèle, le ou les coefficients λ_i affichés, au fur et à mesure que le système physique évolue.

Cette modification automatique des coefficients λ_i est l'auto adaptation du modèle du processus réel. On remarquera que si cette auto adaptation doit avoir pour conséquence directe de supprimer l'erreur introduite par la régulation de tendance, elle permet d'obtenir en fait une remise à jour permanente du modèle, elle constitue donc aussi une méthode d'identification du processus.

I.3.2 - Les conditions d'application de l'auto adaptation dans le cas d'un système n'ayant qu'un seul coefficient non stationnaire -

Comme toute auto adaptation, la méthode utilisée devra comporter deux éléments essentiels : l'identification et l'action :

- ♦ l'identification devra permettre d'obtenir une indication sur la différence entre le comportement du système physique et le comportement du modèle analogique pendant le fonctionnement normal de la régulation, c'est-à-dire, sans signaux de perturbations auxiliaires,
- ♦ l'action d'auto adaptation permettra, à partir des résultats de l'identification, d'agir sur le ou les coefficients λ_i qu'il sera nécessaire de réajuster dans le modèle analogique.

La figure I - 6 montre le principe de l'ensemble régulation et auto adaptation.

Nous allons préciser maintenant les conditions de mise en oeuvre de cette régulation par modèle auto adapté au processus.

Nous considérerons le système linéaire non stationnaire du deuxième ordre défini par les équations (I - 28) .

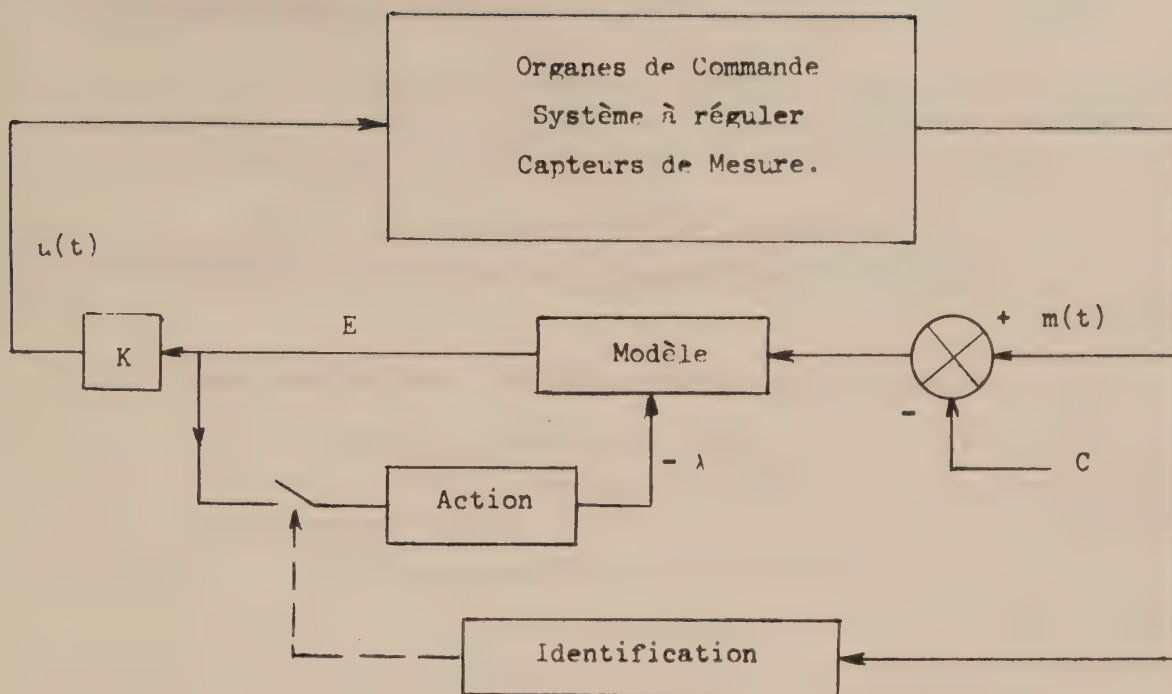


Figure I - 6

Soit les équations :

$$(I - 36) \quad \begin{aligned} \dot{m}_1(t) &= a_1 [\lambda_1(t) \cdot m_2(t) + m_3(t)] \\ \dot{m}_2(t) &= a_2 u(t) \end{aligned}$$

avec

$\lambda_1(t)$ = paramètre du système physique ayant des variations aléatoires.

L'équation du modèle est :

$$(I - 37) \quad E(t) = a_1 [\lambda m_2(t) + m_3(t)]$$

dans laquelle λ est le coefficient constant affiché dans le calculateur.

L'identification consiste à comparer ce modèle $E(t)$ calculé par (I - 37) au fonctionnement réel du processus en marche normale, défini par la première des équations (I - 36). Cependant, cette comparaison directe de $E(t)$ à $\dot{m}_1(t)$ n'est pas possible puisque $\dot{m}_1(t)$ n'est pas une grandeur mesurable. On peut alors envisager deux méthodes d'identification :

■ première méthode : on calcule la dérivée par rapport au temps de $m_1(t)$ à partir de la mesure de $m_1(t)$. Mais ce genre de calcul sur machine ne peut être qu'une approximation, et, d'autre part, pour des signaux ayant un certain niveau de bruit, ce qui est presque toujours le cas pour les processus physiques, le signal « dérivé » ainsi obtenu possède un rapport signal-bruit très faible.

Finalement, par cette méthode, il est difficile de concilier rapidité de réponse, gain élevé, amortissement faible et rapport signal-bruit élevé pour obtenir $\dot{m}_1(t)$ avec une précision suffisante,

■ deuxième méthode : plutôt que de calculer la dérivée $\dot{m}_1(t)$ à partir de la mesure de $m_1(t)$, il est possible de déterminer les intervalles de temps où $\dot{m}_1(t)$ possède une valeur connue, et, en particulier, les intervalles de temps où $\dot{m}_1(t) = 0$.

Soit $I(t_1, t_2)$ un intervalle de temps de t_1 à t_2 et un instant arbitraire τ tel que :

$$t_1 < \tau < t_2$$

et

$$(I - 38) \quad \dot{m}_1(\tau) = a_1 [\lambda_1(\tau) \cdot m_2(\tau) + m_3(\tau)] = 0$$

L'identification peut alors être effectuée en comparant la valeur de $E(t)$ donnée par l'équation (I - 37) à 0 .

Soit $\delta \lambda$ la variation à donner à λ pour que le modèle soit nul au même instant τ que le système physique, on a :

$$(I - 39) \quad E(\tau) = a_1 [(\lambda + \delta \lambda) m_2(\tau) + m_3(\tau)] = 0$$

Les équations (2 - 38) et (2 - 39) permettent d'écrire, si $a_1 \neq 0$

$$(I - 40) \quad \lambda_1(\tau) = \lambda + \delta \lambda$$

on a ainsi la possibilité de réafficher dans le calculateur le coefficient λ à la nouvelle valeur $\lambda + \delta \lambda$, telle que ce coefficient devienne égal au paramètre réel λ_1 du processus physique à l'instant τ .

Par cette méthode, l'identification consiste donc à rechercher au cours du fonctionnement normal du processus, des instants τ où le système est en régime permanent.

Quand ce régime permanent est établi, puis détecté à l'instant τ , l'action consiste alors à modifier le coefficient affiché dans le calculateur, de manière à annuler l'équation du modèle E . Le temps alloué nécessaire à l'annulation de l'équation (I - 37) en agissant sur le coefficient λ doit être très court par rapport au temps de réponse de l'organe de commande le plus rapide afin de ne pas perturber le fonctionnement de la régulation.

Cette méthode d'auto adaptation en régime permanent possède un avantage extrêmement important.

On sait qu'un modèle mathématique est toujours une approximation du fonctionnement du système physique qu'il représente. La précision de ce modèle dépend des vitesses de variation du vecteur d'état du système physique. Généralement, le fonctionnement d'un système physique est mieux connu en régime permanent (pas de variation du vecteur d'état) qu'en régime variable, si bien qu'un modèle E établi par l'analyse du système physique est plus précis en régime permanent qu'en régime variable. C'est pour cette raison que l'auto adaptation en régime permanent est plus précise qu'en régime variable.

En particulier, dans l'exemple ci-dessus, on peut constater que le réglage du coefficient λ , à un instant où les dérivées du vecteur d'état sont nulles, se fait indépendamment de la valeur du coefficient a_1 ($\neq 0$). Par contre, par la première méthode, la connaissance de ce coefficient a_1 est indispensable pour obtenir λ .

REMARQUE - On pourrait utiliser conjointement ces deux méthodes dans le cas où la valeur du coefficient λ et celle du coefficient a_1 seraient inconnues, en faisant deux auto adaptations successives:

- la première auto-adaptation se faisant en régime permanent permettrait d'obtenir la va-

leur exacte du coefficient λ indépendamment de celle de a_1 .

- une seconde auto adaptation, faite, par exemple, à $\dot{m}_1(t) = \text{cte} \neq 0$ (ce qui nécessite le calcul de cette dérivée à partir de la mesure de $m_1(t)$) permettrait d'obtenir la valeur du coefficient a_1 de $E(t)$ en comparant la valeur de $E(t)$ à celle de $\dot{m}_1(t)$ en utilisant les équations (I - 36) et (I - 37).

Cependant, cette seconde auto adaptation n'aurait un sens que si le coefficient λ conserve une valeur constante entre la première et cette deuxième auto adaptation.

I.3.3 - Performances obtenues par l'auto adaptation en régime permanent -

L'auto adaptation a pour but d'obtenir, dans le modèle $E(m, \lambda)$ les valeurs du ou des coefficients inconnus et variables du processus physique. On déterminera donc la précision avec laquelle le réglage de ces coefficients est effectué. Nous en déduirons la précision obtenue sur la grandeur régulée.

D'autre part, on sait qu'une méthode d'auto adaptation, pose, en général, un problème de stabilité du processus auto adapté. Nous montrerons que, dans le cas de l'auto adaptation en régime permanent, la stabilité est toujours assurée.

I.3.3.1 - Précision obtenue par l'auto adaptation -

Nous allons calculer l'erreur maximum que peut faire l'auto adaptateur dans le cas de l'exemple traité précédemment.

Un instant t_1 est dit instant de régime permanent si :

pour $T > 0$

$\eta > 0$ suffisamment petit

on a :

$$| m_1(t_1 - T) - m_1(t_1) | < \eta$$

Pour T et η tendant simultanément vers 0, cette inéquation devient :

$$| \dot{m}_1(t_1) | \leq \frac{\eta}{T}$$

cette expression reste vérifiée pour T et $\eta \neq 0$ si on admet que $m_1(t)$ varie suffisamment lentement dans l'intervalle $[t_1 - T, t_1]$ (figure I - 7).

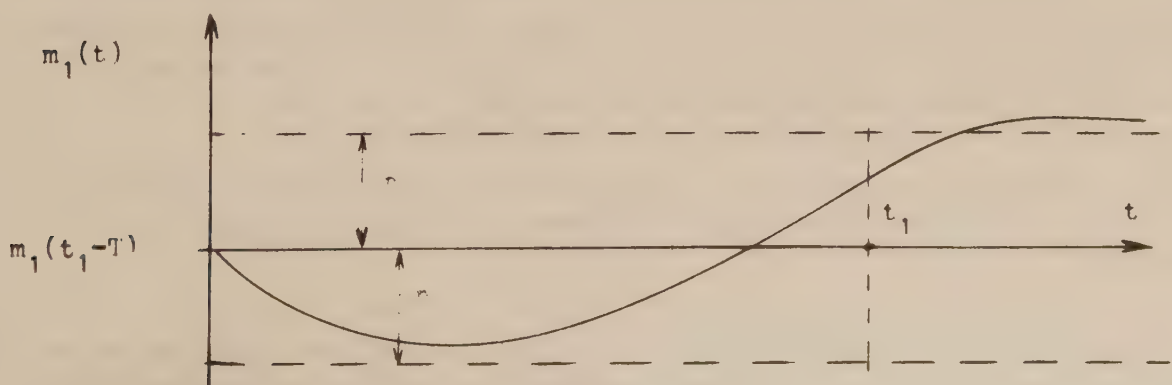


Figure I - 7

Dans ces conditions, la première des équations (I - 36) permet d'écrire :

$$|a_1 [\lambda_1(t_1) \cdot m_2(t_1) + m_3(t_1)]| < \eta/T ; \text{ si } a_1 > 0 \text{ il vient :}$$

$$(I - 41) \quad |\lambda_1(t_1) \cdot m_2(t_1) + m_3(t_1)| < \frac{\eta}{a_1 \cdot T}$$

or, l'auto adaptation permet d'obtenir à l'instant t_1 la valeur du coefficient λ telle que

$$\lambda \cdot m_2(t_1) + m_3(t_1) = 0$$

d'où

$$(I - 42) \quad m_3(t_1) = - \lambda \cdot m_2(t_1)$$

Compte tenu de (I - 42), (I - 41) devient :

$$|[\lambda_1(t_1) - \lambda] \cdot m_2(t_1)| < \frac{\eta}{a_1 T}$$

On obtient ainsi l'erreur de réglage du coefficient λ par rapport au coefficient réel à l'instant t_1 :

$$(I - 43) \quad |\lambda_1(t_1) - \lambda| < \frac{\eta}{a_1 T |m_2(t_1)|}$$

On peut maintenant déduire de cette expression l'erreur qui en résulte sur l'écart de la grandeur régulée en régime permanent, l'équation (I - 35) devient :

$$|m_1(t_1) - M| < \sqrt{2 \alpha \frac{a_1}{a_2}} \cdot \frac{\eta}{a_1 \cdot T \cdot m_2} \cdot m_2$$

Soit :

$$(I - 44) \quad |m_1(t_1) - M| < \frac{\eta}{T} \sqrt{\frac{2 \alpha}{a_1 a_2}}$$

Les équations (I - 43) et (I - 44) montrent que les performances en précision de l'auto adaptation dépendent de η et de T , c'est-à-dire, des caractéristiques du détecteur de régime permanent. Nous verrons qu'en pratique, on peut obtenir une précision supérieure à celle des capteurs de mesure.

I.3.3.2 - Influence de l'auto adaptation sur la stabilité globale de la régulation -

Nous avons vu au paragraphe I.1.3 que, pour satisfaire le critère intégral en temps infini, la grandeur de sortie d'un système composé de n intégrateurs en cascade, régulés par tendance, ne devait se composer que de termes exponentiels à partie réelle négative. Il s'ensuit que lorsque le modèle est parfait, le système régulé est asymptotiquement stable.

Nous avons vu au paragraphe I.2.3, dans le cas d'un système du second ordre, que la stabilité n'est plus asymptotique quand apparaît une différence entre le coefficient réel et le coefficient affiché.

Nous avons vu au paragraphe I.3.2 que l'auto adaptation avait pour effet de ramener pendant un temps très court (équation I - 39) le coefficient affiché dans le modèle à la valeur exacte de

celui du système réel avec une précision qui peut être très bonne (paragraphe 1.3.3.1) .

Après chaque auto adaptation, d'après les équations (I - 29) , (I - 35) et (I - 39), la grandeur de commande $u(t)$ prend la valeur instantanée :

$$u = - \frac{1}{\alpha} \sqrt{2 \alpha \frac{a_1}{a_2}} \Delta \lambda . m_2$$

Soit :

$$u = - \sqrt{\frac{2}{\alpha} \frac{a_1}{a_2}} . \Delta \lambda . m_2$$

avec :

$\Delta \lambda$ = variation de λ au moment de l'auto adaptation.

A cet instant, si les coefficients du système physique n'ont pas évolué, le modèle est parfait puisqu'il vient d'être réajusté , donc, le système est asymptotiquement stable (en supposant que la précision d'auto adaptation est parfaite) .

En conclusion, après chaque auto adaptation, le système régulé subit un certain régime transitoire variable, puis, atteint le régime permanent avec un écart nul entre la grandeur régulée et la grandeur de consigne.

Chapitre II

LES EQUATIONS DE FONCTIONNEMENT DE LA CHAUDIERE

La méthode d'auto adaptation exposée au chapitre I a été appliquée sur une chaudière pilote possédant un équipement de régulation analogue à celui qu'on peut trouver dans une centrale thermique.

Cette méthode permet essentiellement d'effectuer un ajustement automatique du modèle à chaque fois que le processus régulé atteint un régime permanent ; on peut ainsi obtenir automatiquement les valeurs numériques de certains coefficients mal connus ou variables, soit avec le point de fonctionnement, soit en fonction du temps et pendant le fonctionnement normal de la régulation.

Ce chapitre est consacré à une analyse approchée du fonctionnement de la chaudière dans le but de définir certains coefficients qui seront ensuite identifiés par la méthode d'auto adaptation.

Les équations de fonctionnement de la chaudière sont classées ici en deux groupes :

- les équations d'équilibre thermique entre les fumées et les échangeurs,
- les équations de fonctionnement du générateur de vapeur.

Nous discuterons ensuite des paramètres qui sont identifiables par la méthode d'auto adaptation et nous en déduirons les équations à utiliser pour obtenir les valeurs numériques de ces paramètres.

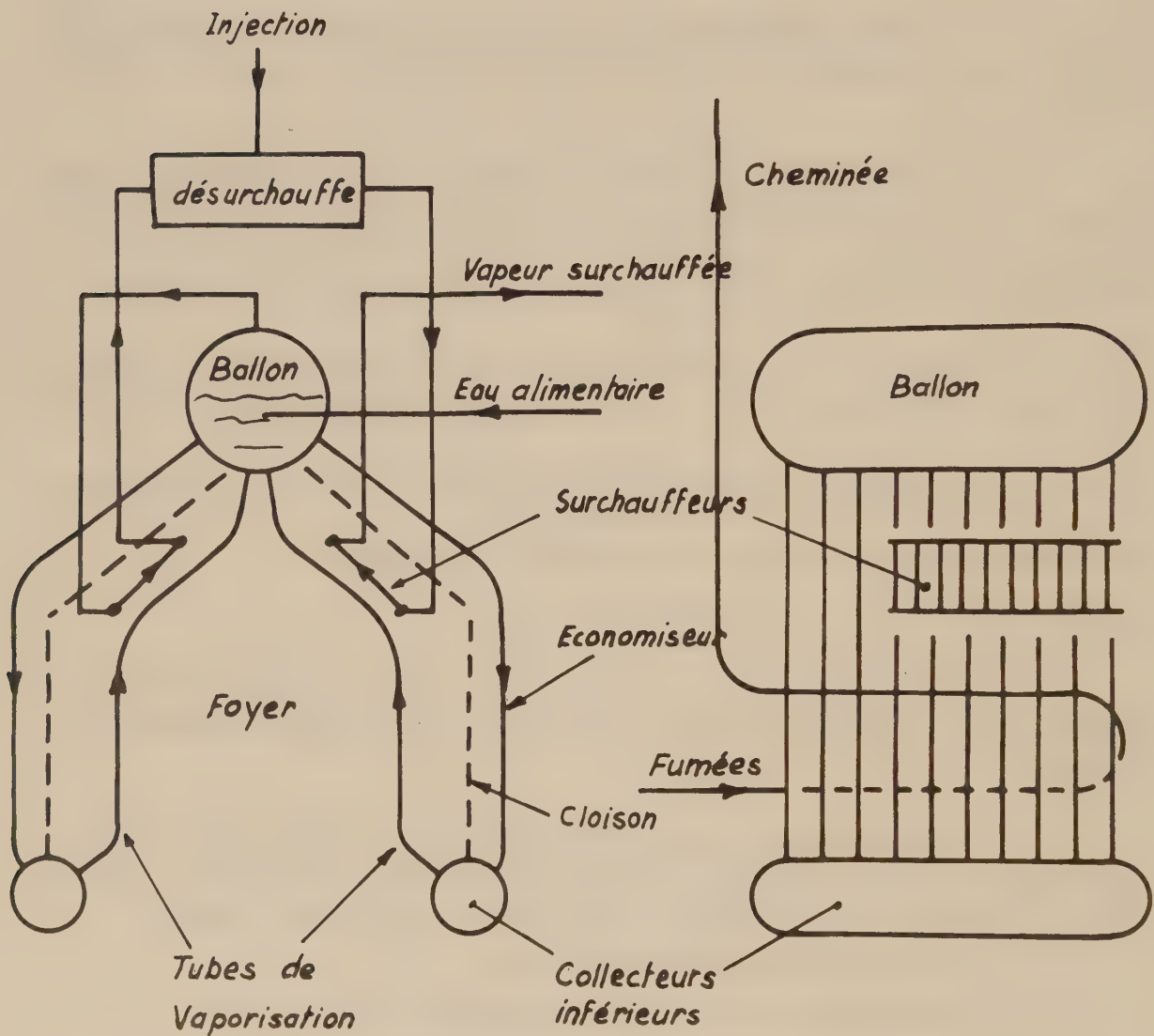
On a représenté sur la figure II - 1 deux schémas de la chaudière. On remarquera que cette chaudière est du type symétrique, à circulation naturelle, avec réchauffage des tubes de descentes par les fumées en fin de parcours. Les caractéristiques nominales sont les suivantes :

- pression normale 22 bars (timbre : 25 bars)
- débit de vapeur maximum 1 500 Kg/h (1 800 Kg/h en marche poussée)
- température normale de la vapeur surchauffée 360° C

II.1 - Distribution des flux de chaleur sur les échangeurs de chaleur -

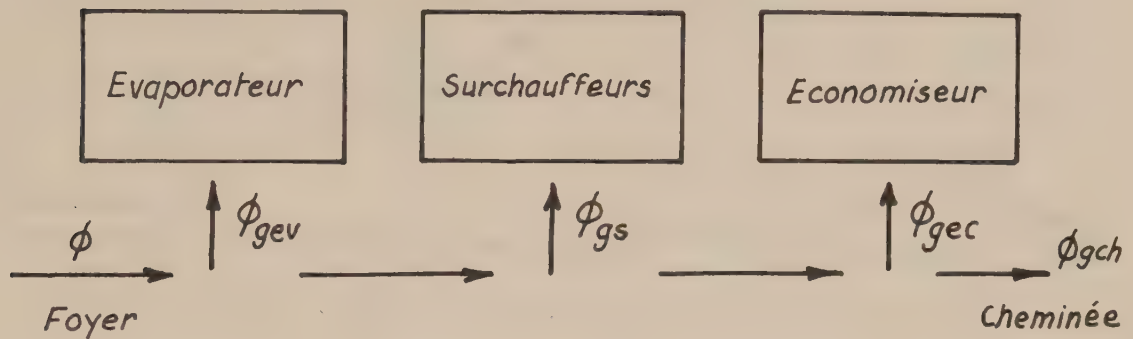
II.1.1 - Définitions et hypothèses -

On se propose de déterminer la quantité de chaleur fournie par seconde au fluide circulant dans chaque échangeur (évaporateur, surchauffeur, tubes de descente) en fonction du débit de combustible. On calculera d'abord le flux total de chaleur fournie par la combustion et la température des fumées dans le foyer. On écrira ensuite pour chaque échangeur l'équation de conservation de l'énergie.



Nous ferons pour cela plusieurs hypothèses :

♦♦ On supposera que la répartition des flux de chaleur sur les échangeurs est déterminée par la position de ces échangeurs sur le parcours des fumées (figure II - 2) .



- Figure II - 2 -

Sur cette figure, on a :

ϕ = flux calorifique total dégagé par la combustion

ϕ_{gev} = flux calorifique fourni à l'évaporateur

ϕ_{gs} = flux calorifique fourni au surchauffeur

ϕ_{gec} = flux calorifique fourni aux tubes de descente (économiseur)

ϕ_{gch} = flux calorifique perdu à la cheminée

On définira des coefficients expérimentaux k_{ev} , k_s , k_{ec} , et k_{ch} , tels que :

$$(II - 1) \quad \phi_{gev} = k_{ev} \phi$$

$$(II - 2) \quad \phi_{gs} = k_s \phi$$

$$(II - 3) \quad \phi_{gec} = k_{ec} \phi$$

$$(II - 4) \quad \phi_{gch} = k_{ch} \phi$$

$$(II - 5) \quad k_{ev} + k_s + k_{ec} + k_{ch} = 1$$

♦♦ On supposera que le mouvement des fumées s'effectue sans inertie, c'est-à-dire que les variations de débit de fumée se font en même temps dans l'ensemble du parcours des fumées et qu'il n'y a pas de retard dans l'établissement des températures de ces fumées.

- La température du métal des échangeurs est homogène, c'est-à-dire que la conductibilité thermique du métal est infinie.

- La température des fumées au niveau de chaque échangeur sera prise égale à sa valeur moyenne entre la température d'entrée et la température de sortie des fumées sur l'échangeur (figure II - 3).

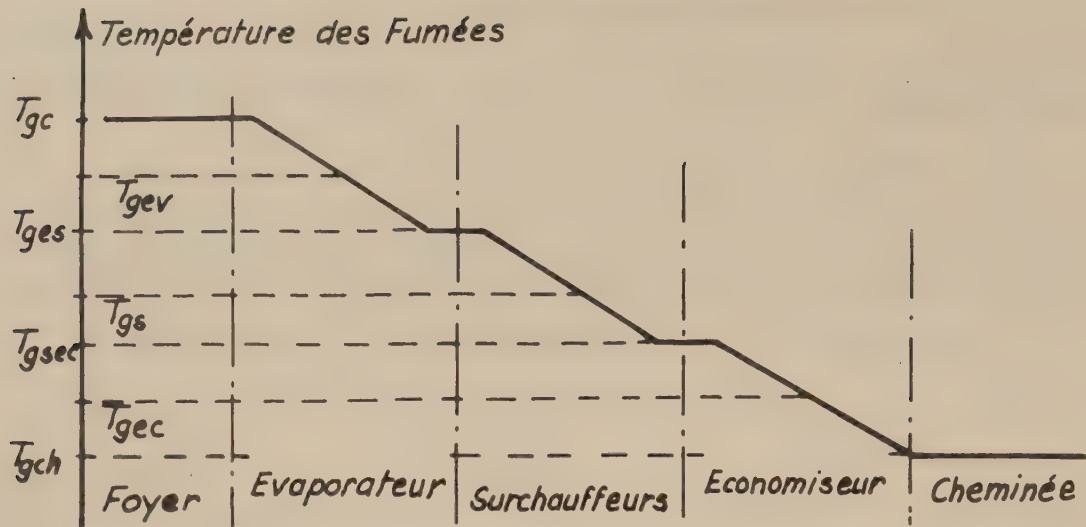


Figure II - 3

Sur cette figure, on a :

T_{gc} = température des fumées dans le foyer

T_{ges} = température à la sortie de l'évaporateur et à l'entrée du surchauffeur

T_{gsec} = température à la sortie du surchauffeur et à l'entrée de l'économiseur

T_{gch} = température des fumées à la cheminée

Nous pouvons écrire :

$$(II - 6) \quad T_{gev} = T_{gc} - \frac{1}{2} (T_{gc} - T_{ges}) = \frac{1}{2} (T_{gc} + T_{ges})$$

avec :

T_{gev} = température moyenne des fumées sur l'évaporateur

de même :

$$(II - 7) \quad T_{gs} = \frac{1}{2} (T_{ges} + T_{gsec})$$

avec :

T_{gs} = température moyenne des fumées sur le surchauffeur

et

$$(II - 8) \quad T_{gec} = \frac{1}{2} (T_{gsec} + T_{gch})$$

avec :

T_{gec} = température moyenne des fumées sur l'économiseur

II.1.2 - Flux total et température des fumées dans le foyer -

La quantité de chaleur ϕ dégagée par seconde dans le foyer, par la combustion, est supposée proportionnelle au débit de combustible. Ceci suppose en particulier que :

- le débit d'air ω_a nécessaire à la combustion est proportionnel au débit de combustible ω_c , c'est-à-dire :

$$(II - 9) \quad \omega_a = \lambda \omega_c$$

- l'air arrivant au foyer est à température constante,
- le mélange air-fuel s'effectue correctement pour toutes les allures de chauffe.

Dans ces conditions, on peut écrire :

$$(II - 10) \quad \phi = h_c \omega_c$$

avec :

h_c = pouvoir calorifique du combustible (10 800 kcal/kg pour le fuel domestique) .

Cette puissance calorifique ϕ est alors entièrement contenue dans les gaz chauds dans le foyer, c'est-à-dire qu'on peut écrire :

$$(II - 11) \quad \phi = C_f \cdot \omega_f \cdot T_{gc}$$

avec :

C_f = capacité calorifique des fumées,

ω_f = débit de fumées, c'est-à-dire :

$$(II - 12) \quad \omega_f = \omega_c + \omega_a$$

Les équations (II - 9) et (II - 12) permettent d'écrire :

$$(II - 13) \quad \omega_f = \omega_c (1 + \lambda)$$

Les équations (II - 10) et (II - 11) donnent alors la température des gaz dans le foyer :

$$(II - 14) \quad T_{gc} = \frac{h_c}{(1 + \lambda) C_f}$$

On voit que, dans ces conditions, la température des gaz dans le foyer est indépendante du débit de combustible et ne varie qu'avec le pouvoir calorifique, le rapport air-fuel et la capacité calorifique des fumées.

REMARQUE - Pour la chaudière que nous avons utilisée, le réglage optimal de la flamme est obtenu en fait pour

$$\omega_a = \omega_{ao} + \lambda_1 \omega_c$$

avec, à la température de 20°C, de l'air à 60 % d'humidité,

à la pression atmosphérique :

$$\omega_{ao} = 725 \text{ m}^3/\text{h} \times 1,20 \text{ kg/m}^3 = 870 \text{ kg/h}$$

$$\lambda_1 = 1,044 \text{ Kg air/Kg fuel}$$

l'allure de chauffe maximale étant :

$$\omega_{c \max} = 124 \text{ kg/h}$$

$$\omega_{a \max} = 1804 \text{ m}^3/\text{h} \times 1,20 \text{ kg/m}^3 = 2165 \text{ kg/h}$$

Dans ces conditions, la température dans le foyer serait donnée par :

$$T_{gc} = \frac{h_c}{C_f \left(\frac{\omega_{ao}}{\omega_c} + 1 + \lambda \right)}$$

La température dans le foyer est donc plus faible que celle donnée par l'équation (II - 14), mais elle augmente avec le débit de combustible.

II.1.3 - Flux de chaleur fourni à l'émulsion dans l'évaporateur -

Connaissant le flux de chaleur ϕ fourni à l'ensemble de l'évaporateur, le débit de fumée ω_f en fonction du débit de combustible ω_c (équations II - 1 et II - 10) et la température T_{ev} du mélange eau-vapeur dans le circuit de vaporisation (qui est une fonction de la pression de saturation d'après l'équation d'état), on se propose de déterminer la quantité de chaleur reçue par seconde par l'émulsion et la température T_{ges} des fumées après leur passage sur les faisceaux évaporatoires (figure II - 4).

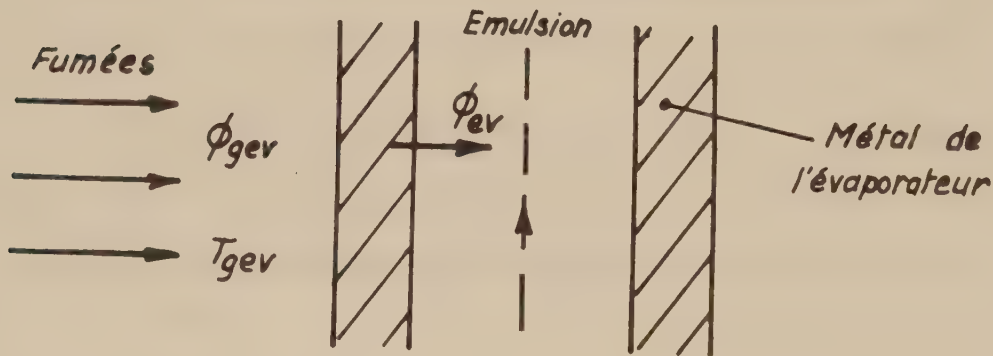


Figure II - 4

Soit T_{mev} la température moyenne du métal de l'évaporateur ; cette température est liée à la température moyenne des fumées T_{ges} et au flux calorifique ϕ_{gev} par l'expression empirique :

$$(II - 15) \quad \phi_{gev} = K_{gev} \omega_f^{0,6} (T_{gev} - T_{mev})$$

le coefficient k_{gev} est déterminé en régime permanent.

D'autre part, l'échange thermique des tubes de vaporisation est déterminé par :

$$(II - 16) \quad M_{ev} C_m \dot{T}_{mev} = \phi_{gev} - \phi_{ev}$$

avec

M_{ev} = masse de métal de l'évaporateur , C_m = capacité calorifique du métal.

On admet enfin que la loi d'échange thermique entre le métal et le mélange eau-vapeur est de la forme :

$$(II - 17) \quad \phi_{ev} = k_{mev} (T_{mev} - T_{ev})^3$$

Le coefficient k_{mev} est déterminé en régime permanent.

Ainsi les équations (II - 16) et (II - 17) permettent de déterminer les inconnues ϕ_{ev} et T_{mev} . L'équation (II - 15) permet ensuite d'obtenir T_{gev} . L'équation (II - 6) donne alors T_{ges} , température des fumées après leur passage sur les faisceaux évaporatoires.

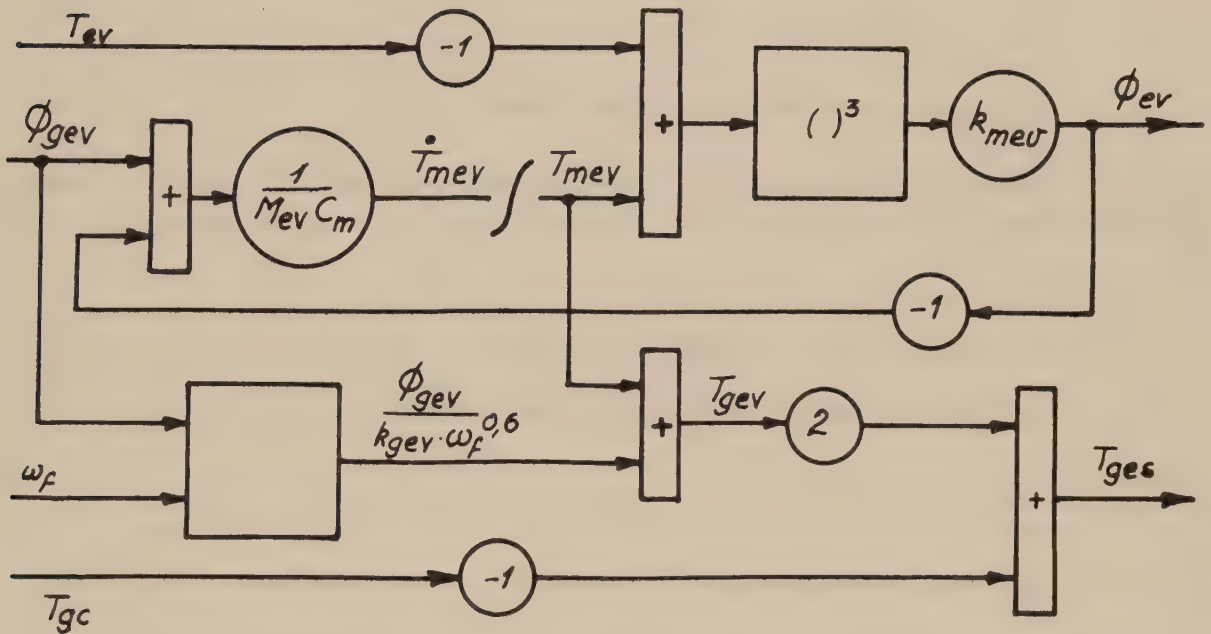


Figure II - 5

On a représenté sur la figure II - 5 le principe du calcul de ϕ_{ev} et de T_{ges} à partir des données T_{ev} , ϕ_{gev} , ω_f et T_{gc} .

T_{ev} est obtenu à partir de l'équation d'état du mélange eau-vapeur à saturation en fonction de la pression dans la chaudière.

ϕ_{gev} , ω_f et T_{gc} sont obtenus à l'aide des équations (II - 1), (II - 10), (II - 13) et (II - 14) en fonction du débit de combustible ω_c .

II.1.4 - Flux de chaleur fourni à la vapeur surchauffée -

Nous allons déterminer maintenant ϕ_s , quantité de chaleur fournie par seconde à la vapeur surchauffée, et T_{gsec} température des fumées après leur passage sur le surchauffeur.

D'une manière analogue à ce qui a été dit au paragraphe II.1.3, nous pouvons écrire :

$$(II - 18) \quad \phi_{gs} = k_{gs} \omega_f^{0,6} (T_{gs} - T_{ms})$$

avec

ϕ_{gs} défini par l'équation (II - 2)

k_{gs} = coefficient expérimental

T_{ms} = température moyenne du métal du surchauffeur

$$(II - 19) \quad M_s C_m \dot{T}_{ms} = \phi_{gs} - \phi_s$$

avec

M_s = masse de métal du surchauffeur

$$(II - 20) \quad \phi_s = k_{ms} (T_{ms} - T_s)^3$$

avec

k_{ms} = coefficient déterminé en régime permanent.

Ces trois équations et l'équation (II - 7) permettent alors de construire un organigramme analogue à celui de la figure II - 5 .

II.1.5 - Flux de chaleur fourni à l'eau de circulation -

D'une manière analogue, on écrit les trois équations :

$$(II - 21) \quad \phi_{gec} = k_{gec} \cdot \omega_f \cdot (T_{gec} - T_{mec})$$

avec

ϕ_{gec} défini par l'équation (II - 3)

k_{gec} = coefficient déterminé expérimentalement

T_{mec} = température moyenne du métal de l'économiseur

$$(II - 22) \quad M_{ec} C_m \dot{T}_{mec} = \phi_{gec} - \phi_{ec}$$

avec

M_{ec} = masse de métal de l'économiseur

ϕ_{ec} = flux fourni à l'eau de circulation

$$(II - 23) \quad \phi_{ec} = k_{mec} (T_{mec} - T_{ec})^3$$

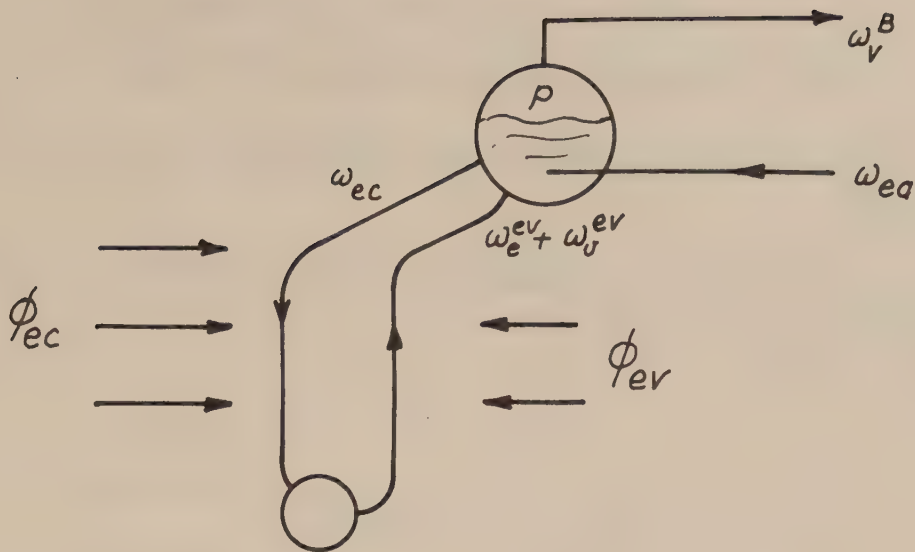
avec

k_{mec} = coefficient déterminé en régime permanent

T_{ec} = température moyenne de l'eau de circulation

II.2 - Fonctionnement de l'ensemble du générateur de vapeur -

Le générateur de vapeur se compose des faisceaux évaporateurs, du ballon et des tubes de descente ou économiseur (figure II - 6) .



- Figure II - 6

Nous allons exprimer la pression dans le ballon p en fonction de la quantité de chaleur reçue par le fluide $\phi_{ev} + \phi_{ec}$, du débit d'eau alimentaire ω_{ea} et du débit de vapeur saturée ω_v^{ev} .

Pour cela, on écrit 4 équations fondamentales pour chaque phase du fluide : l'équation d'énergie, l'équation de continuité, l'équation de moment, et l'équation d'état.

Nous ferons certaines hypothèses sur le fonctionnement de la chaudière.

II.2.1 - Equations d'énergie et de continuité -

Nous écrirons qu'il y a conservation de l'énergie instantanée et de la masse dans les tubes des échangeurs.

II.2.1.1 - Equations d'équilibre thermique des tubes de vaporisation -

Soit E_{ev} l'énergie emmagasinée dans les tubes de vaporisation. On a :

$$(II - 25) \quad \phi_{ev} + \omega_{ec} h_{e1} - \omega_e^{ev} h_e^{ev} - \omega_v^{ev} h_v^{ev} = \dot{E}_{ev}$$

avec

ω_{ec} = débit d'eau de circulation à l'entrée des tubes évaporateurs

h_{e1} = enthalpie de l'eau à l'entrée des tubes évaporateurs

ω_e^{ev} = débit d'eau à la sortie des tubes évaporateurs

h_e^{ev} = enthalpie de l'eau à la sortie des tubes évaporateurs

ω_v^{ev} = débit de vapeur à la sortie des tubes évaporateurs

h_v^{ev} = enthalpie de la vapeur à la sortie des tubes évaporateurs

Nous supposons que :

$$h_e^{ev} = H_e(p) = \text{enthalpie de l'eau à la pression de saturation } p$$

$$h_v^{ev} = H_v(p) = \text{enthalpie de la vapeur à la pression de saturation } p$$

De plus, nous supposons qu'en chaque point de l'évaporateur, la pression est égale à la pression de saturation.

Nous allons maintenant exprimer l'énergie E_{ev} en fonction de l'enthalpie et de la pression pour chaque phase, d'après la définition de l'enthalpie

$$h = U + A \cdot p \cdot v$$

avec

$$U = \text{énergie interne}$$

$$A = 1/J. = \text{équivalent calorifique du joule} = 0,239 \text{ joule/cal.}$$

$$V = \text{volume spécifique}$$

L'énergie par unité de volume est alors :

$$e = \frac{U}{V} = \frac{h}{V} - Ap = \rho h - Ap$$

avec

$$\rho = \frac{1}{V} = \text{masse spécifique,}$$

d'où l'énergie dans les tubes de vaporisation :

$$E_{ev} = \int_{V_e}^{V_v} e dv = \int_{V_e}^{V_v} e_e dV + \int_{V_v}^{V_v} e_v dV$$

avec

$$V^{ev} = \text{volume intérieur des tubes de vaporisation}$$

$$V_v^{ev} = \text{volume de vapeur dans les tubes de vaporisation}$$

$$V_e^{ev} = \text{volume d'eau dans les tubes de vaporisation.}$$

En supposant que l'eau et la vapeur sont en équilibre à la température de saturation dans les tubes de vaporisation, cette expression devient :

$$E_{ev} = V_e^{ev} [\rho_e(p) \cdot H_e(p) - Ap] + V_v^{ev} [\rho_v(p) H_v(p) - Ap]$$

avec

$$\rho_{e,v}(p) = \text{masse spécifique de l'eau, de la vapeur, à la pression de saturation } p$$

$$H_{e,v}(p) = \text{enthalpie de l'eau, de la vapeur, à la pression de saturation } p$$

La dérivée par rapport au temps de l'énergie emmagasinée est alors :

$$\dot{E}_{ev} = \frac{d}{dt} (V_e^{ev} \cdot \rho_e \cdot H_e) + \frac{d}{dt} (V_v^{ev} \cdot \rho_v \cdot H_v) - V^{ev} \cdot A \cdot \dot{p}$$

en introduisant les masses d'eau et de vapeur

$$M_e^{ev} = V_e^{ev} \cdot \rho_e$$

$$M_v^{ev} = V_v^{ev} \cdot \rho_v$$

il vient

$$\begin{aligned}\dot{E}_{ev} &= \dot{M}_e^{\text{ev}} \frac{\partial H_e}{\partial p} \dot{p} + H_e \cdot \dot{M}_e^{\text{ev}} + \dot{M}_v^{\text{ev}} \cdot \frac{\partial H_v}{\partial p} \dot{p} + H_v \cdot \dot{M}_v^{\text{ev}} - A V^{\text{ev}} \dot{p} \\ \dot{E}_{ev} &= (\dot{M}_e^{\text{ev}} \frac{\partial H_e}{\partial p} + \dot{M}_v^{\text{ev}} \frac{\partial H_v}{\partial p} - A V^{\text{ev}}) \dot{p} + H_e \dot{M}_e^{\text{ev}} + H_v \dot{M}_v^{\text{ev}}\end{aligned}$$

Finalement l'équation (II - 25) devient

$$(II - 26) \phi_{ev} + \omega^{\text{ec}} h_{e_1} - \omega_e^{\text{ev}} H_e(p) - \omega_v^{\text{ev}} H_v(p) = (\dot{M}_e^{\text{ev}} \frac{\partial H_e}{\partial p} + \dot{M}_v^{\text{ev}} \frac{\partial H_v}{\partial p} - A V^{\text{ev}}) \dot{p} + H_e \dot{M}_e^{\text{ev}} + H_v \dot{M}_v^{\text{ev}}$$

Dans cette équation, il y a 7 inconnues :

- ω^{ec} = débit d'eau à l'entrée des tubes de vaporisation
- ω_e^{ec} = débit d'eau à la sortie des tubes de vaporisation
- ω_v^{ev} = débit de vapeur à la sortie des tubes de vaporisation

soit X le titre de vapeur à la sortie .

$$\text{On a : } \omega_v^{\text{ev}} = X (\omega_e^{\text{ev}} + \omega_v^{\text{ev}})$$

$$\omega_e^{\text{ev}} = (1 - X) (\omega_e^{\text{ev}} + \omega_v^{\text{ev}})$$

- h_{e_1} = enthalpie de l'eau entrant dans les tubes de vaporisation
- $\dot{M}_e^{\text{ev}}$ = variation de la masse d'eau en circulation
- $\dot{M}_v^{\text{ev}}$ = variation de la masse de vapeur en circulation
- P = pression supposée constante dans l'ensemble des tubes et égale à pression de saturation

Les grandeurs suivantes sont connues :

- ♦ ϕ_{ev} est calculé (voir paragraphe II - 1)
- ♦ $H_e, H_v, \frac{\partial H_e}{\partial p}, \frac{\partial H_v}{\partial p}$ sont obtenues à partir d'abaques (équations d'état) reproduites sur la figure II - 7 . Ces grandeurs sont fonctions de la pression de saturation.
- ♦ A et V^{ev} sont des constantes.

II.2.1.2 - Equations de continuité des tubes de vaporisation -

On a conservation de la masse, d'où :

$$(II - 27) \quad \omega^{\text{ec}} - (\omega_e^{\text{ev}} + \omega_v^{\text{ev}}) = \frac{d}{dt} (\dot{M}_e^{\text{ev}} + \dot{M}_v^{\text{ev}}) = \dot{M}_e^{\text{ev}} + \dot{M}_v^{\text{ev}}$$

et conservation du volume, d'où :

$$(II - 28) \quad \frac{\dot{M}_e^{\text{ev}}}{\rho_e(p)} + \frac{\dot{M}_v^{\text{ev}}}{\rho_v(p)} = V^{\text{ev}} = \text{constante}$$

ce qui donne deux équations liant les cinq inconnues, car ρ_e et ρ_v sont obtenues en fonction de p (figure II - 7) .

II.2.1.3 - Equations de fonctionnement du ballon -

On a continuité de masse et conservation du volume intérieur, soit :

$$(II - 29) \quad \omega_{ea} - \omega^{ec} + \omega_e^{ev} + \omega_v^{ev} - \omega_v^B = \dot{M}_e^B + \dot{M}_v^B$$

$$(II - 30) \quad \frac{M_e^B}{\rho_e} + \frac{M_v^B}{\rho_v} = V^B$$

avec

ω_{ea} = débit d'eau alimentaire

ω_v^B = débit de vapeur à la sortie du ballon

V^B = volume intérieur du ballon

$M_{e,v}^B$ = masse d'eau, de vapeur dans le ballon.

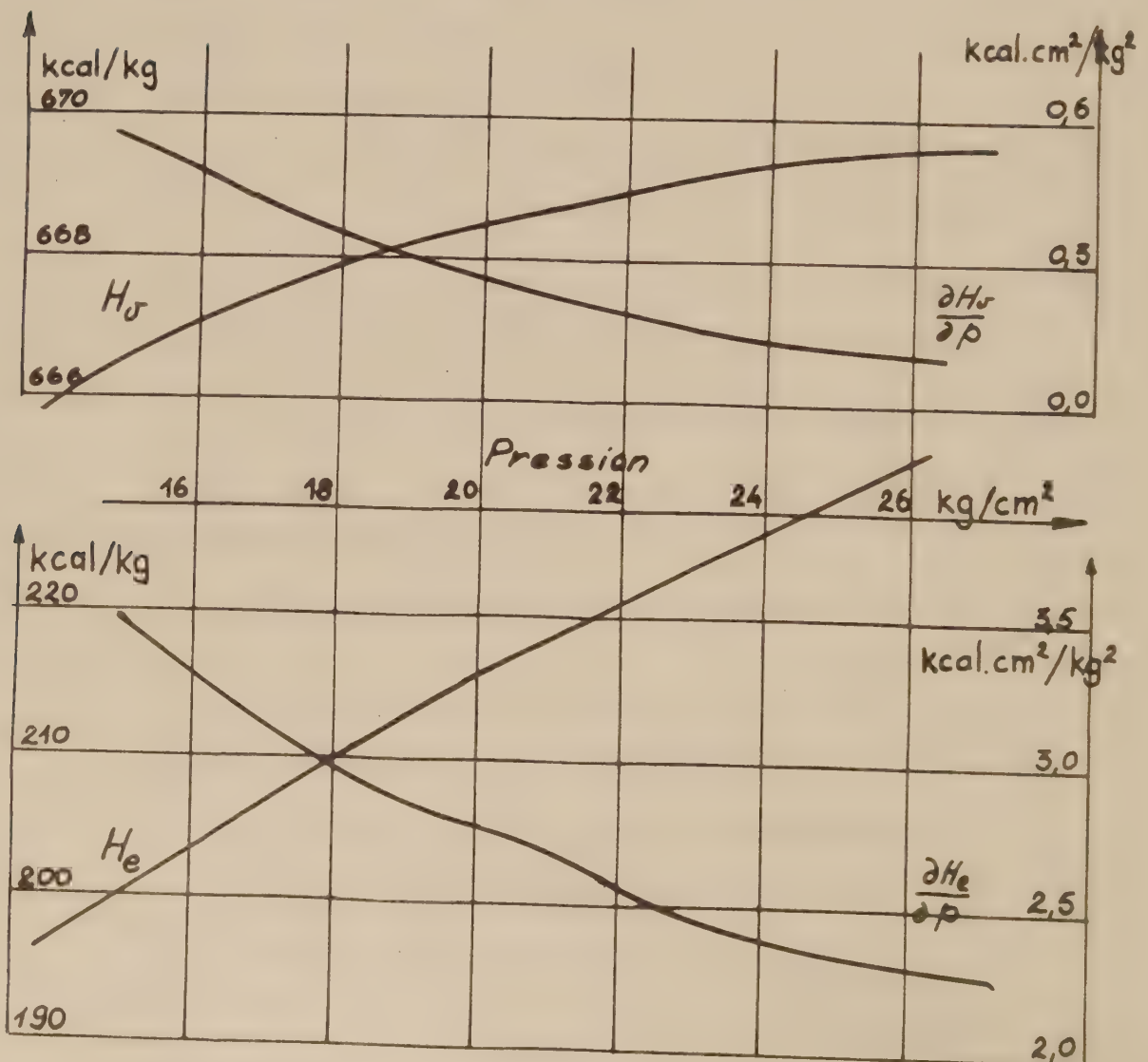


Figure II - 7

Nous négligerons les phénomènes de condensation ou d'évaporation à l'intérieur du ballon, ce qui suppose que l'eau et la vapeur dans le ballon sont à la température de saturation en chaque point, ceci n'est pas tout à fait exact, en particulier, l'injection d'eau alimentaire à une température inférieure à la température de saturation refroidit la masse d'eau dans le ballon et provoque une condensation.

Cependant, en considérant la géométrie du dispositif d'alimentation, on peut admettre que l'eau alimentaire se mélange uniquement à l'eau de circulation au début des tubes de descente (figure II - 8).

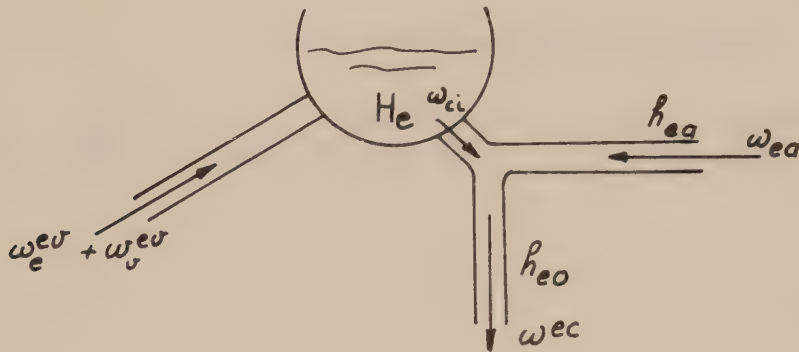


Figure II - 8

On supposera qu'il n'y a pas d'échange thermique entre l'eau dans le ballon et les tuyauteries d'amenée d'eau alimentaire se trouvant à l'intérieur du ballon.

On a alors :

$$\omega_{ec} = \omega_{ci} + \omega_{ea}$$

cette équation est justifiée, car on a généralement :

$$\omega_{ec} \gg \omega_{ea} \quad (\omega_{ec} \sim 10 \omega_{ea})$$

Dans ces conditions, l'eau et la vapeur dans le ballon proviennent uniquement des tubes de vaporisation, d'où ils arrivent à la température de saturation.

On remarquera cependant qu'on néglige le phénomène de vaporisation (de condensation) d'une partie de la masse d'eau (de vapeur) du ballon consécutif à une baisse (hausse) de pression provoquée par une augmentation (diminution) de la charge. Ces phénomènes sont en fait compliqués, ils nécessitent de considérer que l'eau et la vapeur dans le ballon ne sont ni à la température de saturation, ni à la pression de saturation, mais qu'il existe plusieurs phases en présence.

En négligeant l'influence de ces phénomènes, nous pouvons écrire :

$$(II - 31) \quad \omega_v^{ev} - \omega_v^B = \dot{M}_v^B$$

Nous écrirons maintenant l'équation de conservation d'énergie dans le ballon en supposant que celui-ci ne reçoit pas de flux calorifique :

$$\omega_e^{ev} H_e + \omega_v^{ev} H_v - (\omega^{ec} - \omega_{ea}) H_e - \omega_v^B H_v = \dot{E}^B$$

avec

E^B = énergie accumulée dans le ballon

En faisant les hypothèses précédentes, on peut écrire :

$$E^B = M_e^B H_e + M_v^B H_v + E_m^B$$

avec

E_m^B = énergie accumulée dans le métal du ballon

En pratique, E_m^B est faible car il n'y a qu'une mince épaisseur de parois de ballon intéressée par les échanges thermiques à cause de la faible conductibilité thermique du métal. On peut donc négliger ce terme.

L'équation d'énergie devient alors :

$$(II - 32) \quad \omega_e^{ev} H_e + \omega_v^{ev} H_v - (\omega^{ec} + \omega_{ea}) H_e - \omega_v^B H_v = (M_e^B \frac{\partial H_e}{\partial p} + M_v^B \frac{\partial H_v}{\partial p}) \dot{p} + H_e \dot{M}_e^B + H_v \dot{M}_v^B$$

Dans les équations (II - 29), (II - 30), (II - 31), (II - 32), nous avons introduit trois inconnues de plus : ω_v^B , $\dot{M}_e^B$ et $\dot{M}_v^B$.

Nous avons donc maintenant dix inconnues et sept équations :

(II - 26), (II - 27), (II - 28), (II - 29), (II - 30), (II - 31), (II - 32).

II.2.1.4 - Equations de fonctionnement des tubes de descente -

Dans les tubes de descente (ou économiseur), circule uniquement de l'eau dont nous supposons la masse spécifique ρ_{ec} constante dans tout le volume (voir la remarque en fin de paragraphe). Alors le débit d'entrée est égal au débit de sortie (voir figure II - 8), c'est ce que nous avons d'ailleurs implicitement admis dans les équations (II - 27) et (II - 29).

L'équation de conservation de l'énergie est :

$$\omega^{ec} h_{eo} - \omega^{ec} h_{e1} + \phi_{ec} = \dot{E}_{ec}$$

avec

h_{eo} = enthalpie de l'eau à l'entrée des tubes de descente

E_{ec} = énergie contenue dans l'eau des tubes de descente

$$E_{ec} = \int_{V_{ec}} e_{ec} dv$$

avec

e_{ec} = énergie interne élémentaire = $\rho_{ec} h_{ec} - Ap$

soit :

$$E_{ec} = \rho_{ec} \int_{V_{ec}} h_{ec} dv - A \cdot V_{ec} \cdot p$$

On définit une enthalpie moyenne h_{ec} en supposant un accroissement continu de l'enthalpie dans des tubes de section constante :

$$h_{ec} = \frac{1}{V_{ec}} \int_{V_{ec}} h_{ec} dv = \frac{1}{2} (h_{eo} + h_{e1})$$

alors

$$E_{ec} = \frac{1}{2} \cdot V_{ec} \cdot \rho_{ec} (h_{eo} + h_{e1}) - A \cdot V_{ec} \cdot p$$

d'où, en dérivant par rapport au temps :

$$\dot{E}_{ec} = \frac{1}{2} \cdot V_{ec} \cdot \rho_{ec} (\dot{h}_{eo} + \dot{h}_{e1}) - A \cdot V_{ec} \cdot \dot{p}$$

L'équation de conservation de l'énergie est alors :

$$(II - 33) \quad \omega_{ec} (h_{eo} - h_{e1}) + \phi_{ec} = \frac{1}{2} V_{ec} \cdot \rho_{ec} (\dot{h}_{eo} + \dot{h}_{e1}) - A \cdot V_{ec} \cdot \dot{p}$$

D'autre part, le mélange de l'eau alimentaire avec l'eau de circulation provenant du ballon (figure II - 8) se fait avec conservation de l'énergie, soit :

$$\omega_c H_e + \omega_{ea} h_{ea} = \omega_{ec} h_{eo}$$

soit

$$(\omega_{ec} - \omega_{ea}) H_e + \omega_{ea} h_{ea} = \omega_{ec} h_{eo}$$

$$\omega_{ec} H_e - \omega_{ea} (H_e - h_{ea}) = \omega_{ec} h_{eo}$$

$$(II - 34) \quad \omega_{ec} (H_e - h_{eo}) = \omega_{ea} (H_e - h_{ea})$$

Nous avons maintenant 11 inconnues et 9 équations.

REMARQUE - ETUDE DE LA MASSE SPECIFIQUE ρ_{ec} DANS LES TUBES DE DESCENTE -

L'équation (II - 34) donne :

$$h_{eo} = H_e - \frac{\omega_{ea}}{\omega_{ec}} (H_e - h_{ea})$$

en supposant une circulation telle que :

$$\omega_{ec} = 10 \omega_{ea} \quad \text{ce qui est communément admis, il vient :}$$

$$h_{eo} = H_e - \frac{1}{10} (H_e - h_{ea})$$

Pour une température d'eau alimentaire de 50°C et une température de vaporisation de 220°C (23,7 bars), on a : $H_e = 225,5 \text{ kcal/kg}$, en prenant : $h_{ea} = 50 \text{ kcal/kg}$, il vient :

$$h_{eo} = 225,5 - 17,35 = 208 \text{ kcal/kg},$$

soit une température d'eau au début des tubes de descente, de 208°C , on en déduit la masse spécifique (d'après Chénais - NF X 10 - 101)

$$\rho_{ec} (208^{\circ}\text{C}, 23 \text{ bars}) = 866 \text{ kg/m}^3$$

En supposant que l'eau atteigne sa température de saturation au bas des tubes de descente, on a :

$$\rho_e (220^{\circ}\text{C}, 23,7 \text{ bars}) = 850 \text{ kg/m}^3$$

ce qui donne une variation de masse spécifique inférieure à $18/1000$.

II.2.2 - Etude de la circulation -

II.2.2.1 - Généralités -

La circulation est provoquée par la pression motrice P_m due à la différence entre la masse spécifique de l'eau dans les tubes de descente et la masse spécifique moyenne du mélange eau-vapeur dans les tubes évaporateurs. La vitesse de circulation prend une valeur telle, en régime établi, que la pression motrice soit égale aux pertes de charge P_c provoquées par la circulation du fluide en mouvement. En régime variable, nous écrivons que la différence $P_m - P_c$ est égale à la somme des forces d'accélération par unité de section S des tubes de circulation

$$(II - 35) \quad P_m - P_c = \frac{m \cdot \gamma}{S}$$

II.2.2.2 - Calcul de la pression motrice -

La pression motrice P_m s'obtient en faisant la différence entre le poids de colonne d'eau P_{ec} dans les tubes de descente, et le poids de colonne d'eau P_{ev} dans les tubes de vaporisation, par unité de section :

$$(II - 36) \quad P_m = P_{ec} - P_{ev}$$

- dans les tubes de descente, on a :

$$(II - 37) \quad P_{ec} = g \cdot L \cdot \rho_{ec}$$

avec

g = accélération de la pesanteur,

L = hauteur du plan d'eau dans le ballon par rapport à l'axe du collecteur inférieur

- dans les tubes de vaporisation, il faut considérer deux phases :

- une phase liquide de masse spécifique constante sur une longueur l dans le bas des tubes,
- une phase de mélange eau-vapeur de masse spécifique variable dans la partie supérieure des tubes.

En pratique, on définit ρ_m masse spécifique moyenne, telle que :

$$(II - 38) \quad \rho_m \cdot V^{ev} = \rho_e \cdot V_e^{ev} + \rho_v \cdot V_v^{ev}$$

Le poids de colonne d'eau dans les tubes de vaporisation est alors

$$(II - 39) \quad P_{ev} = g \cdot L \cdot \rho_m$$

D'après les équations (II - 36) (II - 37) et (II - 39), et en admettant, ce qui est justifié, que :

$$\rho_{ec} = \rho_e$$

on obtient la pression motrice P_m :

$$(II - 40) \quad P_m = g \cdot L \cdot (\rho_e - \rho_m)$$

REMARQUE - On trouvera, en Annexe I, à la fin du Chapitre II, un calcul de la pression motrice, avec application numérique relative à la chaudière utilisée, dans le cas d'une répartition linéaire du titre de vapeur dans les tubes de vaporisation.

II.2.2.3 - Les pertes de charge -

Les pertes de charge P_c sont, à chaque instant, proportionnelles à la pression dynamique $\frac{1}{2} \rho v^2$,

avec

v = vitesse du fluide,

ρ = masse spécifique.

Ces pertes de charge se composent :

- ♦ des pertes par frottement qui dépendent des dimensions des canalisations et du nombre de reynolds,
- ♦ des pertes par effet Borda (décollement de la veine fluide à la sortie d'une capacité),
- ♦ des variations d'énergie cinétique par mise en vitesse (augmentation de la pression dynamique),
- ♦ des pertes singulières (coudes dans les tuyauteries).

Dans la phase liquide du fluide en circulation (tubes de descente et entrée des tubes de vaporisation), on peut exprimer la pression dynamique en fonction du débit d'eau de circulation ω_{ec} puisque ce débit et la masse spécifique ρ_e sont supposés constants :

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{2} \frac{\omega_{ec}^2}{\rho_e S^2}$$

Les pertes de charges globales dans la phase liquide sont donc proportionnelles à $\frac{\omega_{ec}^2}{\rho_e}$

d'où

$$(II - 41) \quad \Delta P_1 = K_1 \frac{\omega_{ec}^2}{\rho_e}$$

le coefficient K_1 étant calculé à l'aide de formules empiriques ou d'abaques.

Dans le mélange eau-vapeur, la vitesse et la masse spécifique ne sont pas constantes, on calcule habituellement la perte de charge ΔP_2 dans les tubes évaporations en fonction de la den-

sité moyenne ρ_m du mélange dans ces tubes (équation II - 38) et du débit ω_{em} du mélange à la sortie du faisceau évaporateur :

$$(II - 42) \quad \Delta P_2 = K_2 \frac{\omega_{em}^2}{\rho_m}$$

avec

$$(II - 43) \quad \omega_{em} = \omega_e^{ec} + \omega_v^{ev}$$

K_2 est déterminé à partir d'expressions empiriques .

En utilisant les équations (II - 41) et (II - 42), il vient alors :

$$(II - 44) \quad P_c = K_1 \frac{\omega_{ec}^2}{\rho_e} + K_2 \frac{\omega_{em}^2}{\rho_m}$$

II.2.2.4 - Approximation des forces d'inertie par unité de section de tube -

Soit une masse élémentaire dm d'eau ou de vapeur animée d'une vitesse v dans un tube de section S ; on a :

$$dm = S \, dx$$

dx étant la longueur du tube d'eau ou de vapeur de masse élémentaire dm .

La force d'inertie par unité de section de tube agissant sur cette masse élémentaire est

$$\frac{1}{S} dm \frac{dv}{dt} = \frac{\rho \cdot S \cdot dx}{S} \frac{d}{dt} \left(\frac{\omega}{\rho S} \right) = \frac{1}{S} \cdot \dot{\omega} \cdot dx$$

en supposant que la masse spécifique ρ est indépendante du temps.

Pour un tube de longueur L , de section constante et dans lequel le débit est le même en chaque point, on aura donc :

$$(II - 45) \quad \frac{m \cdot \gamma}{S} = \frac{L \cdot \dot{\omega}}{S}$$

Pour les tubes de descente, cette expression donne :

$$(II - 46) \quad \frac{F_1}{S} = \frac{L_{ec} \cdot \dot{\omega}_{ec}}{S_{ec}}$$

avec

L_{ec} = longueur d'un tube de descente,

S_{ec} = section totale des tubes de descente.

Pour les tubes de vaporisation, nous supposons que le débit moyen ω_m du mélange eau-vapeur est égal à la valeur moyenne entre le débit d'eau entrant ω_{ec} et le débit de mélange sortant $\omega_e^{ev} + \omega_v^{ev}$

$$\text{soit } \omega_m = \frac{1}{2} (\omega_{ec} + \omega_v^{ev} + \omega_e^{ev})$$

L'expression (II - 45) donne alors

$$(II - 47) \quad \frac{F_2}{S} = \frac{L_{ev} (\dot{\omega}_{ev} + \dot{\omega}_v^{ev} + \dot{\omega}_e^{ev})}{2 S_{ev}}$$

avec

L_{ev} = longueur d'un tube de descente

S_{ev} = section totale des tubes de descente

Finalement les équations (II - 46) et (II - 47) donnent les forces d'inertie par unité de section de tube :

$$(II - 48) \quad \frac{F}{S} = \frac{L_{ev}}{S_{ev}} \cdot \dot{\omega}_{ec} + \frac{L_{ev}}{2 S_{ev}} (\dot{\omega}_{ec} + \dot{\omega}_v^{ev} + \dot{\omega}_e^{ev})$$

II.2.2.5 - Equation de moment du fluide en circulation -

Dans l'équation (II - 35), nous remplaçons chaque terme P_m , P_c et $\frac{m \cdot \gamma}{S}$ respectivement par les seconds membres des équations (II - 40), (II - 44), (II - 48). Il vient alors :

$$(II - 49) \quad gL(\rho_e - \rho_m) - K_1 \frac{\omega_{ec}^2}{\rho_e} + K_2 \frac{\omega_{em}^2}{\rho_m} = \frac{L_{ec}}{S_{ec}} \dot{\omega}_{ec} + \frac{L_{ev}}{2 S_{ev}} (\dot{\omega}_{ec} + \dot{\omega}_v^{ev} + \dot{\omega}_e^{ev})$$

ρ_m et ω_{em} étant définis par les équations (II - 38) et (II - 43).

On pose :

$$k_1 = \frac{K_1}{gL}$$

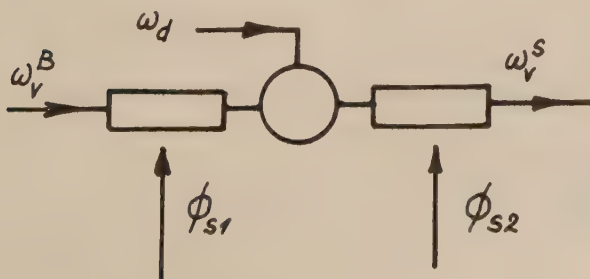
$$k_2 = \frac{K_2}{gL}$$

en supposant que $L_{ec} = L_{ev} = L$; en divisant par gL , on obtient l'équation de moment du fluide en circulation :

$$(II - 50) \quad \rho_e - \rho_m - k_1 \frac{\omega_{ec}^2}{\rho_e} + k_2 \frac{(\omega_e^{ev} + \omega_v^{ev})^2}{\rho_m} = \frac{1}{g} \left(\frac{1}{S_{ec}} + \frac{1}{2 S_{ev}} \right) \dot{\omega}_{ec} + \frac{1}{2 g S_{ev}} (\dot{\omega}_v^{ev} + \dot{\omega}_e^{ev})$$

II.3 - Etude simplifiée du surchauffeur -

II.3.1 - Equation d'énergie -



Soit H_s : enthalpie de la vapeur à la sortie du surchauffeur

ω_v^s : débit de la vapeur à la sortie du surchauffeur

ω_v^s est une fonction de la différence de pression à la soupape d'admission de turbine et de la position du clapet de cette soupape.

Figure II - 8 bis

Nous considèrerons le cas où la commande de ce clapet est faite par un organe asservissant le débit de vapeur ω_v^s à une valeur désirée. Dans ces conditions, le débit de vapeur ω_v^s à la sortie de la chaudière est une donnée.

ω_d = débit d'eau de désurchauffe

E_s = énergie totale contenue par la vapeur dans le surchauffeur.

Nous aurons :

$$H_v \cdot \omega_v^B + \phi_{s_1} + \phi_{s_2} - H_s \omega_v^s + h_{ea} \omega_d = \dot{E}_s$$

Le problème consiste à calculer E_s mais dans la suite de cette étude, nous nous intéresserons au régime permanent, nous aurons alors :

$$\dot{E}_s = 0$$

L'équation d'énergie du surchauffeur en régime permanent sera donc :

$$(II - 51) \quad H_v \omega_v^B + \phi_{s_1} + \phi_{s_2} - H_s \omega_v^s + h_{ea} \omega_d = 0$$

II.3.2 - Equation de continuité -

Nous aurons

$$\omega_v^s - \omega_v^B - \omega_d = \dot{M}_v^s$$

avec

$\dot{M}_v^s$ = masse de vapeur contenue dans le surchauffeur

D'où l'équation de continuité en régime permanent :

$$(II - 52) \quad \omega_v^s - \omega_v^B - \omega_d = 0$$

II.3.3 - Equation de moment -

Nous écrirons qu'en régime permanent, la circulation de la vapeur introduit simplement une perte de charge, d'où :

$$(II - 53) \quad P - P_s = k_{sv} (\omega_v^s)^2$$

avec

k_{sv} = coefficient déterminé expérimentalement

P_s = pression à la sortie du surchauffeur

II.4 - Résumé des équations de fonctionnement de la chaudière -

Nous avons établi 14 équations indépendantes pour représenter la distribution du flux calorifique, le fonctionnement du générateur de vapeur et le fonctionnement du surchauffeur. Ces équations sont :

- ♦ Equation d'énergie pour les tubes de vaporisation (II - 26)
- ♦ Equations de continuité pour les tubes de vaporisation (II - 27) , (II - 28)
- ♦ Equations de continuité pour le ballon (II - 29) , (II - 30) , (II - 31)
- ♦ Equation de continuité pour le surchauffeur (II - 52)
- ♦ Equation d'énergie pour le ballon (II - 32)
- ♦ Equations d'énergie pour les tubes de descente (II - 33) , (II - 34)
- ♦ Equation d'énergie du surchauffeur (II - 51)
- ♦ Equation de définition de la masse spécifique moyenne (II - 38)
- ♦ Equations de moment du fluide en circulation (II - 50) , (II - 53)

Ces 14 équations relient entre elles 14 inconnues :

- ♦ les débits d'eau de circulation dans les tubes de descente ω^{ec}
- ♦ les débits d'eau à la sortie du faisceau évaporatoire ω_e^{ev}
- ♦ les débits de vapeur à la sortie du faisceau évaporatoire ω_e^{ev}
- ♦ les débits de vapeur à la sortie du ballon ω_v^B
- ♦ les vitesses de variation de masse :
 - de vapeur à la sortie du faisceau évaporatoire $\dot{M}_v^{ev}$
 - d'eau à la sortie du faisceau évaporatoire $\dot{M}_e^{ev}$
 - de vapeur dans le ballon $\dot{M}_v^B$
 - d'eau dans le ballon $\dot{M}_e^B$
- ♦ l'enthalpie de la vapeur à la sortie du surchauffeur M_S
- ♦ les vitesses de variation d'enthalpie :
 - au départ des tubes de descente $\dot{h}_{e0}$
 - au bas des tubes de descente $\dot{h}_{e1}$
- ♦ la vitesse de variation de pression dans le ballon $\dot{p}$
- ♦ la masse spécifique moyenne du mélange eau-vapeur ρ_m
- ♦ la pression de vapeur à la sortie du surchauffeur P_S

Le diagramme de la figure II - 9 représente le couplage à effectuer entre les équations pour obtenir en simulation les variations des grandeurs inconnues représentant le fonctionnement de la chaudière.

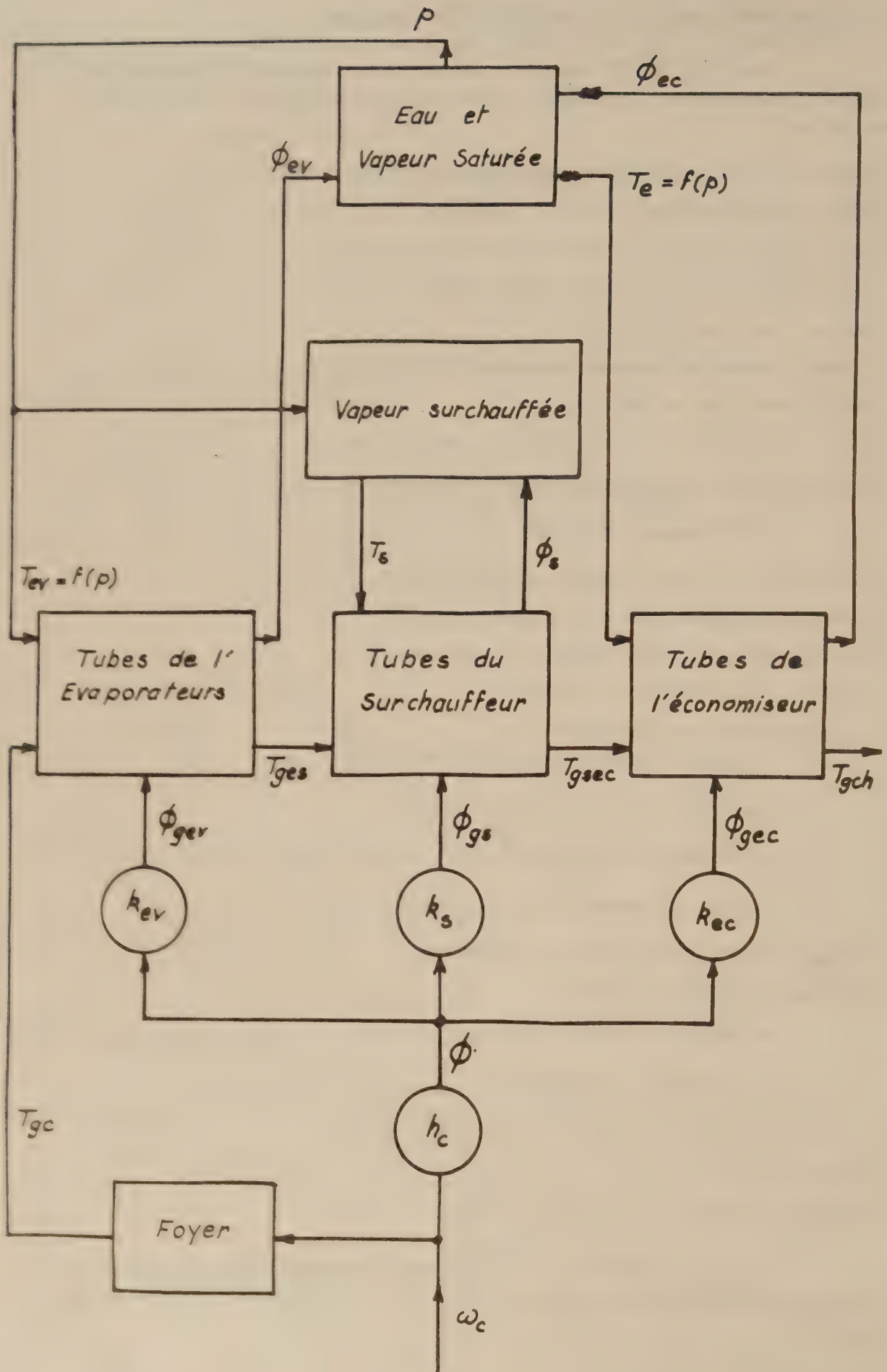


Figure II - 9

II.5 - Détermination des paramètres à auto adapter -

Un paramètre inconnu a la possibilité d'être auto adapté s'il possède les propriétés suivantes :

- ♦ apparaître dans une équation qui peut être vérifiée en régime permanent,
- ♦ être le seul élément inconnu de cette équation (tout au moins dans le cas d'un réglage automatique effectué en une seule auto adaptation) ,
- ♦ varier (éventuellement) lentement en fonction du temps.

II.5.1 - Détermination du paramètre " $k_{ev} + k_{ec}$ " -

Les équations (II - 26 , 27 , 29 , 31 , 32 , 33 , 34) deviennent en régime permanent :

$$(II - 54) \quad \phi_{ev} + \omega^{ec} h_{e1} - \omega_e^{ev} H_e - \omega_v^{ev} H_v = 0$$

$$(II - 55) \quad \omega^{ec} - \omega_e^{ev} - \omega_v^{ev} = 0$$

$$(II - 56) \quad -\omega^{ec} + \omega_e^{ev} + \omega_v^{ev} + \omega_{ea} - \omega_v^B = 0$$

$$(II - 57) \quad \omega_v^{ev} - \omega_v^B = 0$$

$$(II - 58) \quad -\omega^{ec} H_e + \omega_e^{ev} H_e + \omega_v^{ev} H_v + \omega_{ea} H_e - \omega_v^B H_v = 0$$

$$(II - 59) \quad \phi_{ec} + (h_{eo} - h_{e1}) \omega^{ec}$$

$$(II - 60) \quad (H_e - h_{eo}) \omega^{ec} - \omega_{ea} (H_e - h_{ea}) = 0$$

En faisant la somme des équations (II - 54 , 58 , 59 et 60) il vient :

$$(II - 61) \quad \phi_{ec} + \phi_{ev} + h_{ea} \omega_{ea} - H_v \omega_v^B = 0$$

D'autre part, les équations (II - 27 , 29 , 31 et 52) donnent :

$$\omega_{ea} = \omega_v^B = \omega_v^s - \omega_d$$

L'équation (II - 61) devient alors :

$$(II - 62) \quad \phi_{ec} + \phi_{ev} - (H_v - h_{ea}) \cdot (\omega_v^s - \omega_d) = 0$$

Les équations (II - 16) et (II - 1) donnent :

$$\phi_{ev} = \phi_{gev} = k_{ev} \phi$$

De même (II - 22) et (II - 3) donnent :

$$\phi_{ec} = \phi_{gec} = k_{ec} \phi$$

Soit $\phi_{ev} + \phi_{ec} = (k_{ev} + k_{ec}) \phi$

En remplaçant ϕ par sa valeur donnée par l'équation (II - 10), il vient :

$$\phi_{ev} + \phi_{ec} = (k_{ev} + k_{ec}) h_c \omega_c$$

En posant $k_c = k_{ev} + k_{ec}$, l'équation (II - 62) peut s'écrire :

$$(II - 63) \quad k_c h_c \omega_c - (H_v - h_{ea})(\omega_v^s - \omega_d) = 0$$

Dans cette équation, seul le coefficient k_c est inconnu, en effet :

- ♦ h_c = pouvoir calorifique du combustible, est connu
- ♦ ω_c = débit de combustible, est calculé à partir de mesures
- ♦ ω_v^s = débit de vapeur, est mesuré
- ♦ ω_d = débit d'eau de désurchauffe, est mesuré
- ♦ H_v = enthalpie de la vapeur saturée, est obtenue par abaque en fonction de la pression dans le ballon, qui est mesurée
- ♦ h_{ea} = enthalpie de l'eau alimentaire, est obtenue par mesure de la température de l'eau alimentaire et de la pression.

Il est donc possible d'ajuster le coefficient k_c par une auto adaptation en régime permanent, car l'équation est rigoureusement exacte dans ce cas.

II.5.2 - Détermination du paramètre « k_s » -

Les équations (II - 51) et (II - 52) donnent, en régime permanent :

$$\phi_{s_1} + \phi_{s_2} - (H_s - H_v) \omega_v^s - (H_v - h_{ea}) \omega_d = 0$$

soit

$$(II - 64) \quad k_s h_c \omega_c - (H_s - H_v) \omega_v^s - (H_v - h_{ea}) \omega_d = 0$$

avec

$$\phi_{s_1} = k_{s_1} h_e \omega_c$$

$$\phi_{s_2} = k_{s_2} h_e \omega_c$$

$$k_s = k_{s_1} + k_{s_2}$$

Le coefficient k_s peut être obtenu par auto adaptation, en effet, toutes les autres grandeurs sont connues ou mesurables.

La détermination automatique des coefficients k_c et k_s par auto adaptation est d'un grand intérêt quand on désire utiliser leurs valeurs numériques pour effectuer une régulation de chaudière, par tendance, l'expérience montre, en effet, que ces coefficients varient en fonction de nombreux paramètres : charge, pression, excès d'air par exemple .

ANNEXE I

CALCUL DE LA PRESSION MOTRICE

dans le cas d'une loi de répartition linéaire du titre de vapeur

Nous supposons que l'eau a reçu toute sa chaleur sensible dans les tubes de descente et que la vaporisation commence dans les tubes de vaporisation dès le collecteur inférieur, les variations d'allure de chauffe n'ayant pour effet que de modifier la vitesse de circulation et le titre de vapeur à la sortie du ballon.

Pour calculer le poids de colonne d'eau P_{ev} dans les tubes de vaporisation, on définit le titre de vapeur x tel que :

$$(A - I - 1) \quad x = \frac{\rho_v dV_v^{ev}}{dM}$$

avec

$\rho_v \cdot dV_v^{ev}$ = masse élémentaire de vapeur contenue dans la masse élémentaire dM du mélange .

Soit S_{ev} = section totale des tubes de vaporisation

l = distance par rapport au collecteur inférieur de l'élément de mélange considéré ,

on a :

$$(A - I - 2) \quad dV_v^{ev} + dV_e^{ev} = S_{ev} dl$$

$$(A - I - 3) \quad \rho_v dV_v^{ev} + \rho_e dV_e^{ev} = dM$$

Le poids de colonne d'eau élémentaire par unité de section dP_{ev} dans les tubes de vaporisation, peut s'écrire :

$$(A - I - 4) \quad dP_{ev} = \frac{g dM}{S_{ev}}$$

Les équations (A - I - 1) et (A - I - 4) permettent d'écrire :

$$(A - I - 5) \quad dP_{ev} = \frac{g}{S_{ev}} \frac{\rho_v dV_v^{ev}}{x}$$

On calcule maintenant dV_v^{ev} en fonction de x

(A - I - 1) et (A - I - 3) donnent :

$$(A - I - 6) \quad x(\rho_e dV_e^{ev} + \rho_v dV_v^{ev}) = \rho_v dV_v^{ev}$$

On élimine dV_v^{ev} entre (A - 1 - 2) et (A - 1 - 6), d'où

$$dV_v^{ev} = \frac{\rho_e \cdot x \cdot S_{ev} \cdot dl}{\rho_e \cdot x + (1 - x) \rho_v}$$

L'équation (II - 42) devient alors :

$$(II - 44) \quad dP_{ev} = \frac{g \cdot \rho_e \cdot dl}{\left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1\right) x + 1}$$

D'autre part, comme on suppose une loi linéaire de répartition du titre de vapeur, on a:

$$\frac{x}{X} = \frac{l}{L}$$

avec

X = titre du mélange à la sortie des tubes évaporatoires

L = longueur des tubes de vaporisation du collecteur inférieur au ballon.

L'équation (II - 44) donne alors :

$$dP_{ev} = \frac{g \cdot \rho_e}{\left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1\right) x + 1} \cdot \frac{L \cdot dx}{X}$$

$$\text{soit, en intégrant } P_{ev} = \int_0^X dP_{ev} = \rho_e g \frac{L}{X} \int_0^X \frac{dx}{\left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1\right) x + 1}$$

d'où :

$$(II - 45) \quad P_{ev} = \rho_e g L \frac{\text{Log} \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right) X + 1}{X \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right)}$$

On peut alors obtenir la pression motrice P_m en utilisant les équations (II - 36), (II - 37), (II - 45) et en supposant que $\rho_{ec} = \rho_e$,

il vient :

$$P_m = \rho_e g L \left\{ 1 - \frac{\text{Log} \left[\left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right) X + 1 \right]}{X \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right)} \right\}$$

APPLICATION NUMERIQUE -

Soit $p = 25$ bars d'où $\rho_e = 850 \text{ Kg/m}^3$

$$\rho_v = 12,5 \text{ Kg/m}^3$$

$$L = 1,7 \text{ m}$$

On prendra comme titre de vapeur en volume à la sortie des faisceaux évaporateurs : 0,5 qui est une valeur courante.

Le titre en masse à la sortie est alors :

$$X = \frac{12,5}{12,5 + 850} = 0,0145$$

On a alors :

$$\rho_e gL = 850 \text{ Kg/m}^3 \cdot 9,81 \text{ m/s}^2 \cdot 1,7 \text{ m} = 14,2 \cdot 10^3 \text{ p} = 0,142 \text{ bar}$$

ou encore :

$$\rho_e gL = 0,85 \text{ Kg/m}^3 \times 1,7 \text{ m} = 1,445 \text{ m C E}$$

- $A = \frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 = \frac{850}{12,5} - 1 = 67$
- $B = X \cdot A = 0,01415 \cdot 67 = 0,9715$
- $C = \text{Log}(B + 1) = 2,3 \log(0,9715 + 1) = 0,677$
- $1 = \frac{C}{B} = 1 - \frac{0,677}{0,9715} = 0,303$

d'où la pression motrice

$$\begin{aligned} P_m &= 1,445 \text{ m C E} \cdot 0,303 = 0,438 \text{ m C E} \\ &= 0,043 \text{ bar} . \end{aligned}$$

Chapitre III

APPLICATION à UNE CHAUDIERE DE LA METHODE DE REGULATION AUTO ADAPTEE

III.1 - Introduction -

Ce chapitre a pour but d'exposer, à partir d'essais effectués sur un système réel, les résultats obtenus en utilisant la méthode de régulation par équations de tendance auto adaptées.

Nous allons voir que cette méthode de régulation permet d'obtenir de bonnes performances en régime transitoire - ceci étant dû à l'utilisation d'équations de tendance - et d'avoir une excellente précision en régime permanent, sans compensation « intégrale », grâce au système d'auto adaptation de ces équations de tendance.

D'autre part, l'action d'auto adaptation étant de régler les coefficients variables du modèle à leur valeur exacte quel que soit le régime permanent de fonctionnement, les valeurs de ces coefficients sont connues à chaque instant. Il est alors possible d'étudier leurs variations en fonction des différentes variables du système.

De manière à préciser la quantité de moyens mis en oeuvre et les conditions dans lesquelles ces essais sont effectués, le début du chapitre est consacré à la description des capteurs installés pour effectuer les mesures, puis à celle des organes de commande et enfin à l'étude des équations utilisées pour obtenir la régulation par tendance et l'auto adaptation des chaînes « pression de vapeur » et « température de vapeur surchauffée ».

III.2 - Les capteurs de mesure et les organes de commande -

Le calculateur analogique est en liaison avec la chaudière par les capteurs de mesure et les organes de commande.

III.2.1 - Les capteurs de mesure -

Les capteurs permettent de fournir au calculateur des grandeurs électriques fonctions de différentes variables représentant le fonctionnement de la chaudière. Ces grandeurs doivent être des f.e.m. ayant un niveau suffisamment élevé (10 V sur 100 K Ω) pour être exploitables par le calculateur.

Les grandeurs d'entrée nécessaires à l'élaboration par le calculateur des grandeurs de commande sont :

- ♦ la pression de vapeur dans le ballon
- ♦ le niveau d'eau dans le ballon
- ♦ la température de vapeur surchauffée
- ♦ le débit d'air de combustion
- ♦ le débit de combustible
- ♦ le débit d'eau alimentaire
- ♦ le débit de vapeur surchauffée
- ♦ le débit d'eau de désurchauffe .

III.2.1.1 - Mesure de la pression de vapeur dans le ballon -

La pression de vapeur dans le ballon est appliquée à un capteur type tube de Bourdon dont l'élément mobile est solidaire du noyau d'un transformateur différentiel alimenté en 50 Hz. Ce transformateur fournit une tension proportionnelle à la pression appliquée au capteur. Cette tension alternative est transformée par un transducteur en une tension continue proportionnelle à la pression.

III.2.1.2 - Mesure du niveau d'eau dans le ballon -

La mesure du niveau d'eau dans le ballon d'une chaudière offre quelques difficultés. En effet, la surface du plan d'eau est très mouvante et mal définie à cause du phénomène de vaporisation et de l'injection de l'eau alimentaire.

La méthode utilisée consiste à mesurer la différence de pression qui existe entre une hauteur de colonne d'eau de référence obtenue par condensation dans une bouteille en liaison avec la partie supérieure du ballon et le niveau d'eau dans ce ballon.

L'appareil utilisé est un manomètre différentiel à équilibre de force équipé d'un amplificateur monté en contre-réaction.

A la sortie de cet amplificateur, on obtient une tension proportionnelle à la différence

de poids de colonne d'eau entre le niveau de référence et le niveau d'eau dans le ballon :

$$E_n = K (P_R - P_N)$$

avec

E_n = tension de sortie de l'amplificateur

K = constante du capteur

P_R = poids de colonne d'eau de référence

P_N = poids de colonne d'eau dans le ballon.

Le capteur fournissant une tension proportionnelle à la différence de poids de colonne d'eau, il est nécessaire de connaître la densité de l'eau pour avoir le niveau dans le ballon. Le calcul montre (voir réf. N° 4 C.R. d'activité N° 5 à la D.G.R.S.T. - Marché N° 63.00.12300.21275.01) que pour des variations de pression dans le ballon, comprises entre 20 et 24 bars (la pression est normalement réglée à 22 b), la correction de densité en fonction de la pression n'est pas nécessaire; en effet, la variation relative de densité est de 0,7 % pour des variations de pression de ± 2 bars autour de 22 bars. Or, la précision de mesure du capteur est de 1 % .

III.2.1.3 - Mesure de la température surchauffée -

La température de vapeur surchauffée T_s (400° C maximum) est mesurée par un thermocouple fer-constantan à la sortie du deuxième surchauffeur. La f.e.m. fournie par ce thermocouple est appliquée à un amplificateur à courant continu, à faible dérive. La tension de sortie V_{T_s} de cet amplificateur (8 V pour 400° C) est appliquée au calculateur. Dans la plage 140° C - 400° C, la température T_s (en °C) est obtenue par l'équation :

$$T_s = 49,25 V_{T_s} + 6$$

III.2.1.4 - Mesure du débit d'air de combustion -

On mesure la perte de charge de chaque côté d'un diaphragme placé sur une longueur droite de la gaine d'alimentation en air comburant à l'aide d'un manomètre à membrane et transformateur différentiel.

La tension alternative fournie au secondaire de ce transformateur différentiel est appliquée à un convertisseur qui donne une tension continue proportionnelle à la perte de charge. Ce convertisseur est suivi d'un extracteur de racine carrée donnant une tension continue V_{ω_a} proportionnelle au débit d'air ω_a si la pression atmosphérique, la température et le degré hygrométrique de l'air sont constants.

Pour 1 atmosphère 19° C et 60 % d'humidité, on a :

$$\omega_a = 2200 \text{ m}^3/\text{h} \times \frac{V_{\omega_a}}{10}$$

avec ω_a en m^3/h et V_{ω_a} en volts .

III.2.1.5 - Mesure du débit de combustible -

Le combustible utilisé est du fuel-oil domestique. L'emploi d'un brûleur à retour nécessite la mesure du débit « aller » ω_{CA} et du débit « retour » ω_{CR} . Chaque débit est mesuré par une hélice dont la vitesse de rotation est proportionnelle à la vitesse de circulation du fluide si la viscosité est constante, c'est-à-dire, si la température du fuel en circulation est constante.

A chaque tour d'hélice, une impulsion électrique est induite dans une bobine dont l'axe est perpendiculaire à celui de rotation de l'hélice. Le nombre d'impulsions produites par seconde est donc proportionnel au débit pour un diamètre de canalisation donné. Les impulsions sont mises en forme et intégrées dans un opérateur qui fournit une tension continue proportionnelle au débit.

La différence entre le débit « aller » et le débit « retour » est effectuée par le calculateur (paragraphe III.3.3) .

III.2.1.6 - Mesure du débit d'eau alimentaire -

Ce débit est mesuré sur la canalisation située entre la pompe alimentaire et l'arrivée d'eau au ballon.

Il est effectué par une hélice et un opérateur analogues à ceux utilisés pour la mesure du débit de fuel.

III.2.1.7 - Mesure du débit de vapeur surchauffée -

L'organe primaire est une tuyère placée sur la canalisation de sortie de vapeur entre le deuxième surchauffeur et la soupape d'admission de turbine.

On élabore une tension continue proportionnelle à la perte de charge Δp_v subie par la vapeur aux bornes de l'organe déprimogène à l'aide d'un capteur et d'un convertisseur analogues à ceux utilisés pour la mesure du débit d'air.

Le débit de vapeur surchauffée est alors obtenu par :

$$\omega_v^S = K_v \rho(P_S, T_S) \Delta p_v$$

Le calcul de $\rho(P_S, T_S)$, le produit $\rho \cdot \Delta p_v$ et l'extraction de racine sont effectués dans le calculateur (paragraphe III.3.3) .

III.2.1.8 - Mesure du débit d'eau de désurchauffe -

Le débit d'eau de désurchauffe ω_d est mesuré sur la tuyauterie d'alimentation entre le désurchauffeur et la sortie de la pompe alimentaire. Ce débit est faible ($\omega_d < 160$ l/h). L'appareillage de mesure se compose de :

- ♦ une cellule de mesure de pression différentielle à organe déprimogène intégré
- ♦ un transmetteur électrique donnant une tension proportionnelle à la pression différentielle
- ♦ un extracteur de racine carrée qui fournit au calculateur une tension continue proportionnelle au débit de désurchauffe.

III.2.2 - Les organes de commande -

Ces organes permettent d'agir sur les grandeurs de commande de la chaudière. Ils reçoivent chacun comme signal d'entrée une tension fournie par le calculateur.

Les grandeurs de commande de la chaudière sont :

- ♦ le débit d'eau alimentaire
- ♦ le débit de combustible
- ♦ le débit d'air comburant
- ♦ le débit d'eau de désurchauffe
- ♦ la dépression dans le foyer.

Le débit de vapeur surchauffée ω_v^S dépend de la puissance demandée à la turbine, il est considéré comme une variable de perturbation.

III.2.2.1 - Commande du débit d'eau alimentaire -

Le débit d'eau alimentaire ω_{ea} est réglé par une vanne placée entre la pompe alimentaire et l'arrivée au ballon. Le clapet de cette vanne est commandé en vitesse par un servomoteur hydraulique dont le tiroir distributeur est commandé en position par la bobine mobile d'un électro-aimant. Cette bobine est alimentée en courant par un amplificateur à haute impédance d'entrée. Le signal de commande $\delta \omega_{ea}$ de cet amplificateur est fourni par le calculateur.

III.2.2.2 - Commande du débit de combustible -

Le brûleur est alimenté en fuel domestique sous une pression constante de 20 bars par le circuit « aller ». Le débit ω_c du brûleur est réglé par action sur la pression du fuel dans le circuit « retour ». Cette pression « retour » est contrôlée par une vanne dont le clapet est commandé en vitesse par un moteur diphasé, à réducteur. La phase de contrôle de ce moteur constitue la charge d'un amplificateur dont la tension d'entrée $\delta \omega_c$ est fournie par le calculateur.

III.2.2.3 - Commande du débit d'air comburant -

Le débit d'air comburant ω_a est réglé par une ventelle placée dans la gaine d'admission d'air, entre le ventilateur et la boîte à feu. Cette ventelle est commandée en vitesse par un moteur diphasé couplé à un réducteur à vis sans fin. Ce moteur est commandé par un amplificateur dont la grandeur d'entrée est une tension $\delta \omega_a$ fournie par le calculateur.

REMARQUE - Les commandes de débit fuel et de débit air comportent chacune un circuit de butées réglables, ce qui permet de ne pas dépasser les débits maxima et minima, et des circuits de commandes manuelles.

III.2.2.4 - Commande du débit d'eau de désurchauffe -

Le désurchauffeur placé entre le premier et le deuxième surchauffeur est alimenté à partir de la pompe alimentaire. Une vanne à commande pneumatique contrôle le débit d'eau d'injection ω_d . Le clapet de cette vanne est maintenu en position par un convertisseur électro-pneumatique. Ce positionneur est commandé en courant par un amplificateur qui reçoit comme signal d'entrée une tension V_d « position de clapet de vanne » venant du calculateur.

III.2.2.5 - Commande de la dépression dans le foyer -

La dépression dans le foyer est réglée par un registre placé dans le conduit des fumées avant le ventilateur de cheminée. Le mouvement de ce registre est commandé par un moteur asynchrone à inversion de phase, piloté en tout ou rien par un ensemble de relais.

III.3 - Mise en oeuvre de la régulation et de l'auto adaptation -

Les grandeurs à réguler sont :

- la pression p qui doit être maintenue égale à la pression de consigne P_c
- le niveau d'eau dans le ballon N qui doit rester constant et égal au niveau de référence N_c
- la température de vapeur surchauffée T_s qui doit être égale à la température de consigne T_{sc}
- le débit d'air comburant ω_a qui doit être asservi au débit de combustible ω_c
- la dépression dans la chambre de combustion qui doit rester constante pour toutes les allures de chauffe de manière à avoir une flamme stable.

III.3.1 - Régulations annexes -

■ REGULATION DE LA DEPRESSION DANS LA CHAMBRE DE COMBUSTION -

Le réglage de la dépression au foyer s'effectue par action sur le registre de cheminée. On détermine expérimentalement, en fonction de l'allure de marche, la position que doit avoir ce registre pour maintenir constante la dépression (à - 3 mm CE). On peut ainsi obtenir la loi de positionnement du registre en fonction du débit d'air de combustion.

Cette loi est alors utilisée comme consigne pour asservir la position du registre au débit air.

■ REGULATION DU DEBIT AIR DE COMBUSTION -

La commande du débit air s'effectue par action sur le servomoteur qui agit sur la ventelle d'admission d'air. On détermine expérimentalement en fonction du débit de

combustible le débit d'air qui donne l'excès d'air et la quantité d'imbrûlés les plus faibles. On obtient ainsi une relation entre le débit de combustible et le débit d'air désiré.

Cette grandeur « débit d'air désiré » est alors utilisée comme consigne d'un asservissement agissant sur le débit d'air réel.

III.3.2 - Régulation de niveau dans le ballon -

Le niveau dans le ballon est maintenu constant par action sur le servomoteur intégrateur de commande de la vanne de débit d'eau alimentaire,

soit $\delta \omega_{ea}$ la grandeur appliquée à ce servomoteur.

On doit avoir :

$$(III - 1) \quad \delta \omega_{ea} = k_{n_1} (N_c - N) + k_{n_2} \overset{B}{(\omega_v - \omega_{ea})}$$

avec

k_{n_1} = constante de proportionnel

k_{n_2} = constante de dérivée

En pratique, le mouvement du plan d'eau introduit un bruit à basse fréquence dans le signal de niveau mesuré N . Ce bruit réagit sur la vanne à travers le servomoteur provoquant des variations de débit d'eau alimentaire néfastes à la régulation.

En prenant pour k_{n_1} une valeur faible, on diminue l'influence de ce bruit et on maintient cependant le niveau constant. On a alors pratiquement un asservissement du débit d'eau alimentaire au débit de vapeur, soit :

$$\overset{B}{\omega_v - \omega_{ea}} = 0$$

III.3.3 - Régulation de pression de vapeur -

La régulation de pression de vapeur est faite par action sur le servomoteur intégrateur commandant la vanne de débit de combustible,

soit $\delta \omega_c$ la grandeur agissant sur l'amplificateur de ce servomoteur.

Le principe du calcul de $\delta \omega_c$ est représenté sur la figure III - 1 . On a :

$$(III - 2) \quad \delta \omega_c = k_{p_1} (P_c - p) - k_{p_2} E_p$$

avec

P_c = pression de consigne (affichée dans le calculateur)

p = pression au ballon (mesurée)

k_{p_1} = coefficient de proportionnel (affiché)

k_{p_2} = coefficient de tendance (affiché)

E_p = équation de tendance définie par l'équation (II - 63) .

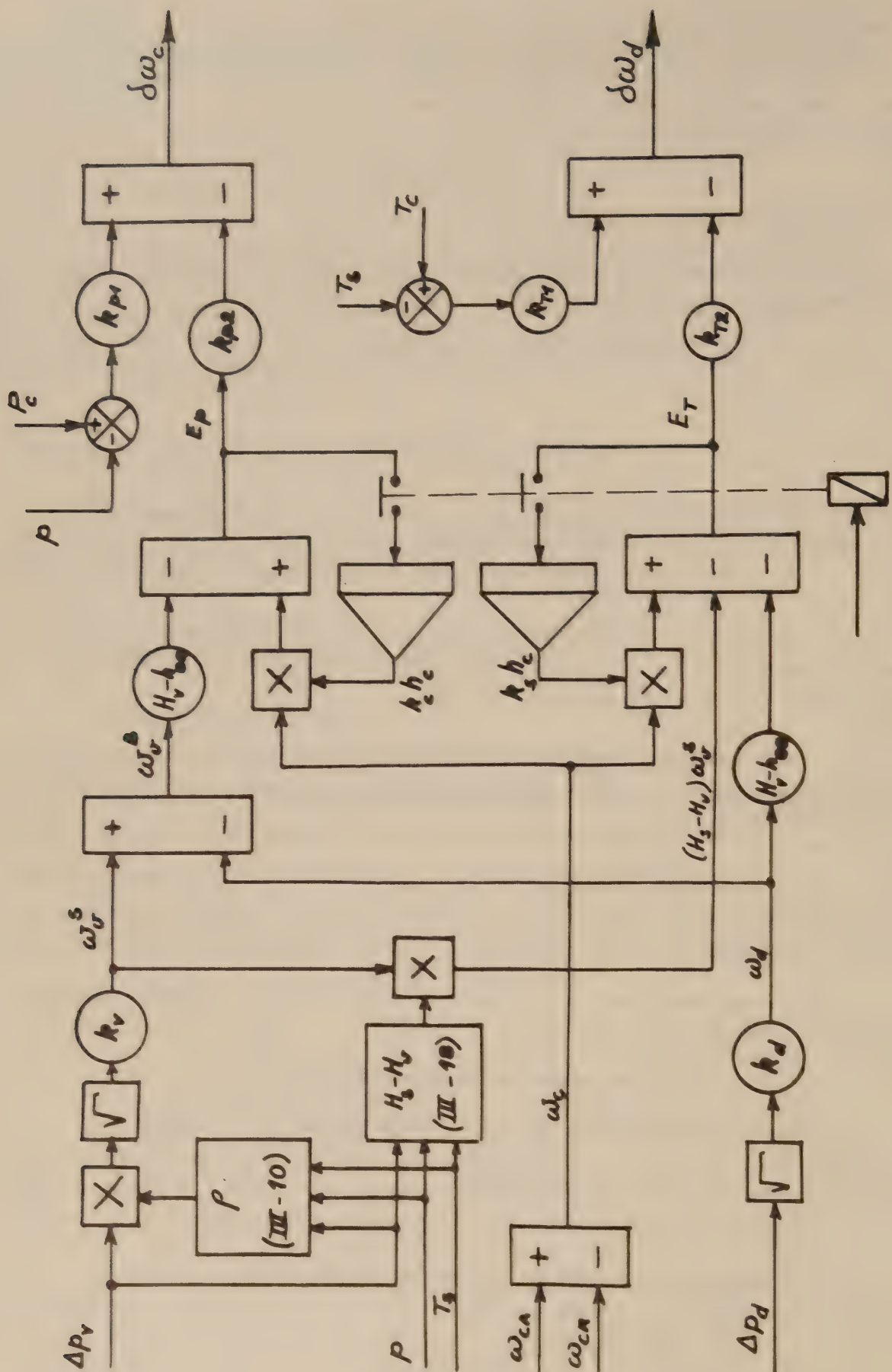


Figure III - 1

On a :

$$(III - 3) \quad E_p = k_c h_c \omega_c - (H_v - h_{ea}) \omega_v^B$$

Dans cette équation, on a :

k_c = coefficient d'échange thermique de vaporisation

$k_c h_c = \mu_p$ obtenu dans le calculateur par l'intégrateur d'auto adaptation de pression

H_v = enthalpie de la vapeur saturée (affichée en fonction de la pression)

h_{ea} = enthalpie de l'eau alimentaire (affichée en fonction de la température de l'eau alimentaire) ,

ω_c et ω_v^B sont calculés à partir des grandeurs mesurées fournies par les capteurs « débits combustible » et « débit vapeur » .

CALCUL DU DEBIT DE COMBUSTIBLE -

$$(III - 4) \quad \omega_c = \omega_{CA} - \omega_{CR}$$

ω_{CA} = débit fuel « aller » (mesuré)

ω_{CR} = débit fuel « retour » (mesuré)

CALCUL DU DEBIT DE VAPEUR SATURÉE -

$$(III - 5) \quad \omega_v^B = \omega_v^s - \omega_d$$

avec

ω_v^s = débit de vapeur à la sortie du surchauffeur

ω_d = débit d'eau de désurchauffe

$$(III - 6) \quad \omega_d = k_d \sqrt{\Delta p_d}$$

avec

Δp_d = perte de charge aux bornes de l'organe déprimogène « débit eau de désurchauffe »

$$(III - 7) \quad \omega_v^s = k_v \sqrt{\rho \Delta p_v}$$

avec

Δp_v = perte de charge aux bornes de l'organe déprimogène « débit vapeur »

$k_{d,v}$ = coefficients déterminés à partir des dimensions des organes déprimogènes (affichés)

ρ = masse spécifique de la vapeur surchauffée (calculée) .

CALCUL DE LA MASSE SPECIFIQUE ρ -

L'équation d'état de la vapeur surchauffée $\rho = \rho(p, T_s)$ est linéarisée au premier ordre, d'où :

$$(III - 8) \quad \rho = \bar{\rho} + \frac{\partial \rho}{\partial p_s} \Delta p_s + \frac{\partial \rho}{\partial T_s} \Delta T_s$$

avec

$\bar{\rho}$ = valeur moyenne de la masse spécifique de la vapeur surchauffée (affichée)
pour la pression p_s et la température T_s

$\frac{\partial \rho}{\partial p}$ = affiché

Δp_s = variation de la pression de vapeur autour de p_s , Δp_s est obtenu par :

$$(III - 9) \quad \Delta p_s = p_s - \bar{p}_s$$

avec

$\bar{p}_s$ = valeur moyenne de la pression (affichée)

p_s = pression de vapeur surchauffée à l'endroit de la mesure de Δp_v ,

p_s est calculé par :

$$(III - 10) \quad p_s = p - K \Delta p_v$$

avec

K = coefficient de perte de charge dans le circuit du surchauffeur (affiché). Ce coefficient est déterminé expérimentalement ($K = 0,0114 \text{ b/mb}$).

$\frac{\partial \rho}{\partial T}$ = affiché

ΔT_s = variation de température de vapeur surchauffée autour de T_s ,

ΔT_s est définie par

$$(III - 11) \quad \Delta T_s = T_s - \bar{T}_s$$

avec

$\bar{T}_s$ = valeur moyenne de la température surchauffée (affichée)

T_s = température de vapeur surchauffée (mesurée)

En prenant $\bar{p}_s = 22 \text{ bars}$, $\bar{T}_s = 350^\circ \text{C}$ et $18 < p < 24 \text{ bars}$
 $300 < T_s < 400^\circ \text{C}$,

il vient :

$$\bar{\rho} = 7,813 \text{ Kg/m}^3$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial p_s} = 0,36725 \text{ Kg/m}^3 / \text{bar}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial T_s} = -0,01406 \text{ Kg/m}^3 / ^\circ \text{C}$$

Les équations (III - 8), 9, 10, 11, donnent alors :

$$(III - 12) \quad \rho = \bar{\rho} + \frac{\partial \rho}{\partial p_s} (p - K \Delta p_v - \bar{p}_s) + \frac{\partial \rho}{\partial T_s} (T_s - \bar{T}_s)$$

$$(III - 13) \quad \rho = \bar{\rho} + \frac{\partial \rho}{\partial p_s} (p - \bar{p}_s) - K \frac{\partial \rho}{\partial p_s} \Delta p_v + \frac{\partial \rho}{\partial T_s} (T_s - \bar{T}_s)$$

Soit :

$$(III - 14) \quad \rho (\text{Kg/m}^3) = 7,813 + 0,36725 (p - 22) - 0,0042 A p_v - 0,01406 (T_s - 350)$$

B Le débit de vapeur surchauffée ω_v^s est alors donné par (III - 6) et le débit de vapeur saturée ω_v par (III - 5) .

III.3.4 - Régulation de la température de vapeur surchauffée -

La température de vapeur surchauffée est réglée par action sur le débit d'eau de surchauffe ω_d à l'aide d'un servovanne alimentant le désurchauffeur. Ce servovanne est commandé par un amplificateur intégrateur.

Soit $\delta \omega_d$ le signal d'entrée de l'amplificateur intégrateur. Le principe du calcul de $\delta \omega_d$ est représenté sur la figure III - 1.

On a :

$$(III - 15) \quad \delta \omega_d = k_{T_1} \Delta T_s - k_{T_2} E_T$$

avec

k_{T_1} = coefficient de proportionnel de température (affiché)

k_{T_2} = coefficient de tendance de température (affiché)

$\Delta T_s = T_{sc} - T_s$

T_{sc} = température de consigne de la vapeur surchauffée (affichée)

T_s = température de la vapeur surchauffée (mesurée)

E_T = équation de tendance de surchauffe (calculée)

L'équation de tendance E_T est obtenue en considérant l'énergie emmagasinée dans le surchauffeur :

L'équation (II - 64) devient, en tenant compte du débit d'eau de désurchauffe :

$$(III - 16) \quad E_T = k_s h_c \omega_c^s - (H_s - H_v) \omega_v^s - (H_v - h_{ea}) \omega_d = 0$$

avec

$k_s h_c = \mu$ = coefficient obtenu par l'intégrateur d'auto adaptation de $T_{\text{surchauffe}}$

ω_c = calculé par (III - 4)

ω_v^s = calculé par (III - 7)

ω_d = calculé par (III - 6)

Les quantités $(H_s - H_v)$ et $(H_v - h_{ea})$ sont obtenues à partir des caractéristiques de pression et de température de la vapeur et de l'eau alimentaire .

En pratique, H_v est constante aux pressions de fonctionnement de la chaudière et h_{ea} ne dépend que de la température de l'eau alimentaire qui est constante. Cependant H_s est une fonction de la pression et de la température de la vapeur surchauffée. La quantité $(H_s - H_v)$ est alors linéarisée suivant l'expression :

$$(III - 17) \quad H_s - H_v = \overline{H_s - H_v} + \frac{\partial(H_s - H_v)}{\partial p_s} \Delta p_s + \frac{\partial(H_s - H_v)}{\partial T_s} \Delta T_s$$

avec

$$\overline{H_s - H_v} = \text{valeur moyenne de } H_s - H_v \text{ pour } \Delta p_s = 0 \text{ et } \Delta T_s = 0$$

En prenant

$$\Delta p_s = 0 \text{ et } \Delta T_s = 0 \text{ pour } p_s = 22 \text{ bars et } T_s = 350^\circ\text{C}$$

le diagramme de Mollier permet d'obtenir

$$\overline{H_s - H_v} = 79,3 \text{ Kcal/Kg}$$

$$\frac{\partial(H_s - H_v)}{\partial p_s} = -0,700 \text{ Kcal/Kg/bar}$$

$$\frac{\partial(H_s - H_v)}{\partial T_s} = +0,536 \text{ Kcal/Kg/}^\circ\text{C}$$

En tenant compte de l'équation (III - 9), l'équation (III - 17) devient alors :

$$(III - 18) \quad H_s - H_v = 79,3 + 0,700(22 - p) + 0,0798 \Delta p_v + 0,536(T_s - 350)$$

III.3.5 - L'auto adaptateur -

L'auto adaptateur a deux fonctions : détecter le régime permanent, et agir sur les équations de tendance quand le régime permanent est atteint.

III.3.5.1 - Le détecteur de régime permanent (figure III - 2) -

Le détecteur de régime permanent doit fournir l'ordre d'auto adaptation quand les grandeurs d'états de la chaudière sont devenues constantes dans le temps. On constate expérimentalement que dans les conditions de régulation exposées précédemment, le régime permanent est atteint quand la pression et la température sont constantes et qu'il n'apparaît pas de perturbations brutales sur les grandeurs commandées (les débits de combustible, d'eau alimentaire, d'eau de désurchauffe) ou le débit de vapeur.

■ DETERMINATION DES INSTANTS OÙ LA PRESSION EST CONSTANTE -

Le détecteur de régime permanent « pression » se compose de :

- ♦ un organe à mémoire permettant de conserver la valeur du signal « pression »
- ♦ un organe sommateur et valeur absolue qui élabore la valeur absolue de l'écart de pression par rapport à la valeur mise en mémoire
- ♦ un comparateur permettant de comparer cet écart à une valeur fixe.

Soit t_1 un instant où le signal pression est mis en mémoire. On définit une variable logique D_p telle que :

$$D_p = 1 \text{ si } |p(t) - p(t_1)| < \eta_p$$

pour $\eta_p > 0$ suffisamment petit et $t > t_1$

On remarquera que pour $t = t_1$ on a certainement $D_p = 1$.

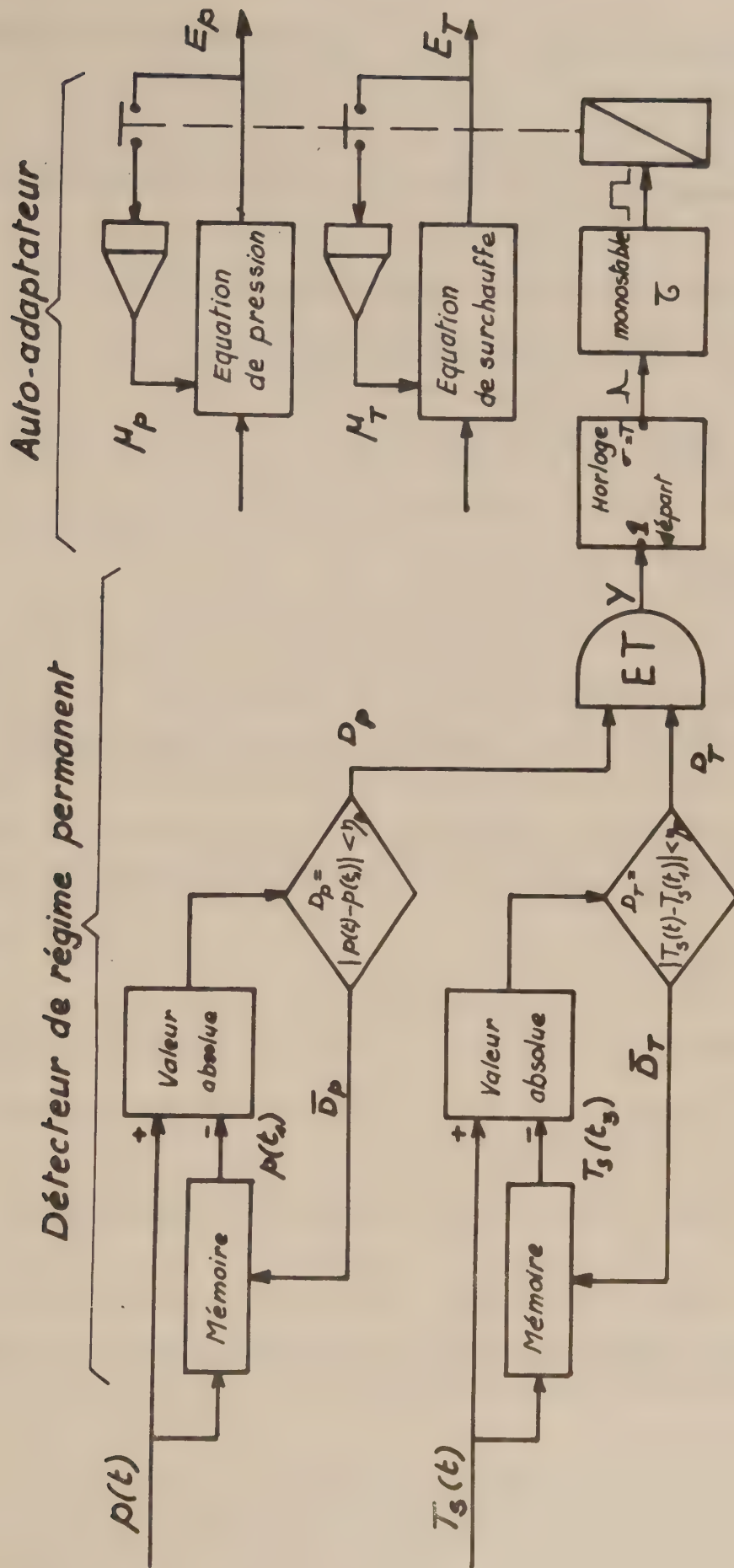


Figure III - 2

Cependant, si la valeur de la pression évolue, à un instant $t_2 > t_1$ nous aurons :

$$p(t_2) - p(t_1) = \eta_p$$

$$\text{d'où } D_p = 0$$

Cette information est alors immédiatement utilisée pour remplacer $p(t_1)$ par $p(t_2)$ dans la mémoire.

■ DETERMINATION DES INSTANTS OÙ LA TEMPERATURE EST CONSTANTE -

Le processus est identique à celui utilisé pour la pression.

Soit t_3 un instant où le signal « température » est mis en mémoire.

On définit la variable logique D_T telle que :

$$D_T = 1 \text{ si } |T(t) - T(t_3)| < \eta_T$$

pour $\eta_T > 0$ suffisamment petit et $t > t_1$

La mémoire « température » est mise à jour dès que $D_T = 0$.

■ DETECTION DU REGIME PERMANENT -

L'expérience montre que la pression et la température de vapeur surchauffée ne deviennent constantes que si les autres grandeurs sont elles-mêmes fixes depuis un certain temps.

Pratiquement, si $D_p \cdot D_T = 1$ pendant un temps T (de l'ordre de la minute dans le cas de la chaudière utilisée) on peut admettre (pour η_p et η_T suffisamment faibles) que le régime permanent est atteint.

On définit donc une fonction logique Y telle que $Y = D_p \cdot D_T$

D'autre part, une horloge comptant un temps σ est mise en service au moment où $Y = 1$.

Si Y s'annule avant que σ atteigne T , l'horloge est ramenée à $\sigma = 0$ (en même temps que l'une des deux mémoires au mois est remise à jour).

Si le temps σ atteint T sans que Y ne se soit annulé, le régime permanent est atteint.

III.3.5.2 - Actionneur d'auto adaptation -

Quand le régime permanent est atteint, les équations de pression et de surchauffe doivent être nulles (équations II - 63 et II - 64).

On doit avoir :

$$E_p = 0$$

$$E_T = 0$$

Nous avons vu que, si les coefficients k_c et k_s affichés dans le calculateur n'ont pas

les valeurs réelles, E_p et E_t sont différents de 0.

On annule alors systématiquement ces deux grandeurs en mettant en action sur chaque équation un circuit bouclé composé essentiellement d'un intégrateur agissant sur la quantité $\mu_p = k_c h_c$ pour l'équation de pression et sur la quantité $\mu_T = k_s h_c$ pour l'équation de surchauffe. Ces deux intégrateurs sont normalement hors circuit. Les boucles sont fermées, à l'instant où $\sigma = T$, pendant une période de durée τ afin de permettre à ces asservissements d'atteindre leur régime établi. Cependant, durant cette période d'auto adaptation, les équations de pression et de surchauffe sont inexactes. La durée de cette période doit donc être suffisamment petite pour que les énergies impulsives développées par l'auto adaptation soient négligeables, c'est-à-dire sans effet sur les moteurs de commande de débit de combustible et de débit d'eau de désurchauffe.

Ces deux asservissements d'auto adaptation sont des systèmes du premier ordre ayant comme constante de temps celle de chaque intégrateur. La durée τ ne dépend donc que des caractéristiques de ces intégrateurs. C'est un problème technologique. On peut envisager plusieurs systèmes en fonction de la précision et de la durée τ nécessaires.

On remarquera que le coefficient μ_c (ou μ_T) doit être conservé en mémoire pour l'intégrateur, puis, multiplié par la grandeur « débit de combustible ». La solution la mieux adaptée pour conserver une grandeur en mémoire et pour effectuer la multiplication par une variable est donc d'utiliser un servomultiplicateur à potentiomètre. Cependant, par cette méthode, la durée τ qui doit être de l'ordre de 5 à 10 fois la constante de temps du servomoteur, peut ne pas être suffisamment petite dans le cas d'organes de commande du processus agissant rapidement.

La solution utilisant un intégrateur RC et un multiplieur à diodes est beaucoup plus rapide, mais un tel intégrateur ne peut pas conserver en mémoire l'information pendant plusieurs heures sans dériver. Il est alors nécessaire d'utiliser une mémoire auxiliaire, soit un servomultiplicateur, soit une mémoire numérique.

Finalement, la solution à choisir dépend des performances exigées, des caractéristiques des organes de commande du processus et des moyens à mettre en oeuvre.

III.4 - Résultats expérimentaux -

Les enregistrements représentés sur les figures III-3 à 10 mettent en évidence les performances obtenues. On pourra noter en particulier :

- que l'auto adaptation en régime permanent des équations de tendance permet d'obtenir une très bonne précision statique même en présence de perturbations,
- et que l'on connaît, après chaque auto adaptation, la valeur réelle du coefficient d'échange thermique entre le foyer et les tubes de vaporisation et de descente, et celle du coefficient d'échange thermique entre les fumées et le surchauffeur.

On notera aussi que ces enregistrements ont été obtenus avec toutes les chaînes de régulation en fonctionnement. Cependant, de manière à ne pas surcharger les figures, nous n'avons représenté que les grandeurs fondamentales intervenant dans les régulations de pression et de température, c'est-à-dire, les grandeurs utilisées pour calculer les signaux d'entrée des amplificateurs des organes de commande du débit de combustible et du débit d'eau de désurchauffe, soit :

$$\delta \omega_c = k_{p_1} (P_c - p) - k_{p_2} [k_c h_c \omega_c - (H_v - h_{ea})(\omega_v^s - \omega_d)]$$

$$\delta \omega_d = k_{T_1} (T_c - T_s) - k_{T_2} [k_s h_c \omega_c - (H_s - H_v) \omega_v^s - (H_v - h_{ea}) \omega_d]$$

LECTURE DES ENREGISTREMENTS -

Les enregistrements représentent les variations, en fonction du temps, des amplitudes des grandeurs suivantes :

- la température de vapeur surchauffée
- la pression de vapeur mesurée au ballon
- le débit de vapeur surchauffée
- le débit de fuel
- le débit d'eau de désurchauffe
- la température de l'eau alimentaire.

Le temps est porté linéairement en ordonnée (temps croissant de bas en haut - l'échelle est indiquée sur chaque figure) .

Les signaux sont enregistrés en abscisse (valeur croissante de 0 à la pleine échelle de gauche à droite). La valeur de pleine échelle est précisée pour chaque variable en dénominateur du terme qui définit la courbe.

La figure III - 3 représente un enregistrement des quatre grandeurs : température, pression, débit de fuel et débit d'eau de désurchauffe, le débit de vapeur étant constant.

Au début de l'enregistrement, le système est en régime permanent, mais les coefficients k_c et k_s sont chacun affichés à une valeur approchée. On constate d'ailleurs qu'il existe des écarts de pression et de température :

$$p - P_c = 0,07 \text{ b}$$

$$T_s - T_c = 12^\circ \text{C}$$

Le système étant en régime permanent, il se produit une auto adaptation à l'instant t_1 , c'est-à-dire que pendant 20 ms, on annule les expressions :

$$k_c h_c \omega_c - (H_v - h_{ea})(\omega_v^s - \omega_d)$$

$$k_s h_c \omega_c - (H_s - H_v) \omega_v^s - (H_v - h_{ea}) \omega_d$$

en agissant sur les coefficients k_c et k_s .

On constate que :

$$k_c = 0,559 \text{ au lieu de } k_c = 0,522 \text{ avant l'auto adaptation}$$

$$k_s = 0,100 \text{ au lieu de } k_s = 0,088 \text{ avant l'auto adaptation .}$$

Après cette période d'auto adaptation, le système revient en régime permanent sans écart par rapport aux consignes de pression et de température, donc, les nouvelles valeurs des coefficients k_c et k_s obtenues dans le calculateur, sont exactes pour ces conditions de fonctionnement.

Il faut noter que les performances en régime transitoire dépendent des rapports $\frac{k_{p_2}}{k_{p_1}}$ et $\frac{k_{T_2}}{k_{T_1}}$. Les calibrages des équations de régulation étant :

$$\frac{\delta \omega_c}{2.10^6} = \left(\frac{k_{p_1}}{4.10^5} \right) \cdot \left(\frac{\Delta p}{5} \right) - \left(\frac{k_{p_2}}{1} \right) \cdot \left(\frac{E_p}{2.10^6} \right)$$

$$\frac{\delta \omega_d}{2.10^5} = \left(\frac{k_{T_1}}{2.10^3} \right) \cdot \left(\frac{\Delta T}{10^2} \right) - \left(\frac{k_{T_2}}{1} \right) \cdot \left(\frac{E_T}{2.10^5} \right)$$

avec :

$$\frac{k_{p_1}}{4.10^5} = 1 \quad \frac{k_{p_2}}{1} = 1$$

$$\frac{k_{T_1}}{2.10^3} = 0,1 \quad \frac{k_{T_2}}{1} = 0,23$$

il vient :

$$\frac{k_{p_2}}{k_{p_1}} = \frac{1}{4.10^5} \text{ h} \times \text{Kcal/b} = 0,25 \cdot 10^{-5} \text{ h} \cdot \text{Kcal/b}$$

$$\frac{k_{T_2}}{k_{T_1}} = \frac{0,23}{2,10^2} \text{ h} \times \text{Kcal/}^\circ\text{C} = 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ h} \cdot \text{Kcal/}^\circ\text{C}$$

Les enregistrements de température de vapeur surchauffée, de pression, de débit de fuel, de débit de vapeur, de température d'eau alimentaire et de débit d'eau de désurchauffe, représentés sur la figure III - 4 montrent l'influence d'une variation de charge sur les performances des chaînes de régulation « pression » et « température ».

Cet essai a été effectué avec les mêmes valeurs que précédemment pour les coefficients de régulation k_{p_1} , k_{p_2} , k_{T_1} et k_{T_2} .

La variation de charge est un échelon positif de débit de vapeur :

$$\Delta \omega_v^s = (1320 - 810) \text{ Kg/h} = 510 \text{ Kg/h}$$

soit :

$$\frac{\Delta \omega_v^s}{\omega_{v \max}^s} = 39 \%$$

On notera que 1 320 kg/h sont pratiquement la valeur maximale de $\dot{w}_v^s$ possible pour obtenir une régulation avec le brûleur utilisé, c'est la raison pour laquelle la durée du régime transitoire est longue (55 minutes).

Quand le régime permanent est atteint, on constate que :

$$p - P_c \neq 0$$

$$T_s - T_c = 16,5^\circ \text{C}$$

Ce résultat montre que :

- l'équation de tendance « pression » est restée exacte, donc, que le coefficient k_c est inchangé en chaudière,
- l'équation de tendance « température » est devenue inexacte puisqu'il apparaît un écart de température de $16,5^\circ \text{C}$. Une variation du débit de vapeur entraîne donc, dans ces conditions de régulation, une modification de la valeur du coefficient k_s .

Les enregistrements représentés sur la figure III - 5 ont été effectués aussitôt après ceux de la figure III - 4. Ils montrent qu'il faut trois auto adaptations successives aux instants t_2 , t_3 et t_4 (l'instant t_2 où se produit la première auto adaptation n'est pas représenté sur la figure) pour annuler l'écart de température de $16,5^\circ \text{C}$ produit par la variation de débit de vapeur de 39 %.

On remarquera que le coefficient k_c reste constant à 1 % près à chaque auto adaptation et que le coefficient k_s augmente quand la température diminue, le débit de vapeur étant sensiblement constant.

Les enregistrements représentés sur la figure III - 6 montrent un phénomène analogue à celui observé sur la figure III - 5 : on voit qu'il faut quatre auto adaptations successives - aux instants t_5 , t_6 , t_7 , t_8 - (l'instant t_8 est sur la figure III - 7) pour supprimer un écart initial négatif de température dû à un mauvais affichage de la valeur du coefficient k_s .

Les enregistrements représentés sur les figures III - 7, III - 8 et III - 9 montrent les allures des réponses du système régulé auto adapté à différents échelons de consigne de température de vapeur surchauffée.

Dans le cas d'un échelon de consigne de 344°C à 290°C se produisant à l'instant t_9 (figure III - 7) avec, pour les coefficients de régulation, les valeurs

$$\frac{k_{p2}}{k_{p1}} = 0,25 \cdot 10^{-5} \text{ h. Kcal/b}$$

$$\frac{k_{T2}}{k_{T1}} = \frac{0,7}{2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,4} = 0,875 \cdot 10^{-3} \text{ h. Kcal/}^\circ \text{C}$$

on voit que la réponse transitoire de la température est correctement amortie, mais qu'il est nécessaire d'effectuer une auto adaptation à l'instant t_{10} pour supprimer l'écart de température en régime permanent.

Les enregistrements représentés sur la figure III - 9 montrent qu'avec les valeurs suivantes pour les coefficients de régulation

$$\frac{k_{p_2}}{k_{p_1}} = 0,25 \cdot 10^{-5} \text{ h. Kcal/b}$$

$$\frac{k_{T_2}}{k_{T_1}} = \frac{0,4}{2 \cdot 10^3 \cdot 0,4} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ h. Kcal/}^\circ\text{C}$$

la réponse transitoire de la température à un échelon de 344° C à 318° C se produisant à l'instant t_{14} est moins bien amortie et qu'il est nécessaire d'effectuer une auto adaptation à l'instant t_{15} pour supprimer l'écart en régime permanent.

Les enregistrements de la figure III - 8 montrent que le mode dominant oscillatoire de la chaîne de température augmente quand la température diminue, en effet, avec les mêmes réglages de coefficients de régulation que ceux correspondant à la figure III - 7, la réponse de la température à un échelon de 290° C à 276° C se produisant à l'instant t_{11} , est moins bien amortie. Cependant, l'écart de température en régime permanent est nul et l'auto adaptation qui se produit à l'instant t_{12} est sans effet.

La figure III - 10 représente des enregistrements d'un essai montrant l'influence d'une variation de la dépression dans le foyer, perturbation extérieure aux chaînes de régulation auto adaptée.

On constate qu'une variation de dépression dans le foyer introduit un écart de pression (0,2 bar) et un écart de température (5° C). En effet, une variation de la dépression dans le foyer provoque une modification de la forme de la flamme, donc, de la répartition de l'échange thermique entre le foyer et les tubes échangeurs, et variation des coefficients k_c et k_s .

On voit que l'auto adaptation se produisant à l'instant t_{16} permet de réajuster dans le calculateur, les valeurs des coefficients k_c et k_s à leur nouvelle valeur, ce qui supprime les écarts de pression et de température par rapport aux consignes.

Les valeurs numériques des coefficients d'échange thermique k_c et k_s obtenues pendant les auto adaptations représentées sur les figures III - 3 à III - 10 sont consignées dans le tableau de la page 68, en fonction des paramètres ω_v^s , T_s et p .

On a représenté sur la figure III - 11 les variations du coefficient k_c en fonction du débit de vapeur, et les variations du coefficient k_s en fonction de la température de vapeur surchauffée.

Instant de l'autoadaptation	ω_v^s (Kg/h)	T_s (°C)	P (bars)	k_s	k_c
t_1	810	356	21,37	0,1000	0,559
t_2	1320	360,5	21,30	0,1100	0,579
t_3	1320	353,3	21,30	0,1148	0,5720
t_4	1330	346,1	21,30	0,1162	0,5760
t_5	910	319	21,28	0,1180	0,6140
t_6	910	332,5	21,30	0,1152	0,6180
t_7	910	339,5	21,30	0,1139	0,6250
t_8	900	342	21,30	0,1135	0,6200
t_{10}	935	295,3	21,30	0,1230	0,6220
t_{12}	930	275,5	21,30	0,1265	0,6145
t_{13}	870	346	21,30	0,1070	0,6075
t_{15}	890	323	21,30	0,1136	0,6000
t_{16}	1090	345	21,50	0,1060	0,6175
t_{18}	1118	316	21,3	0,1169	0,6050

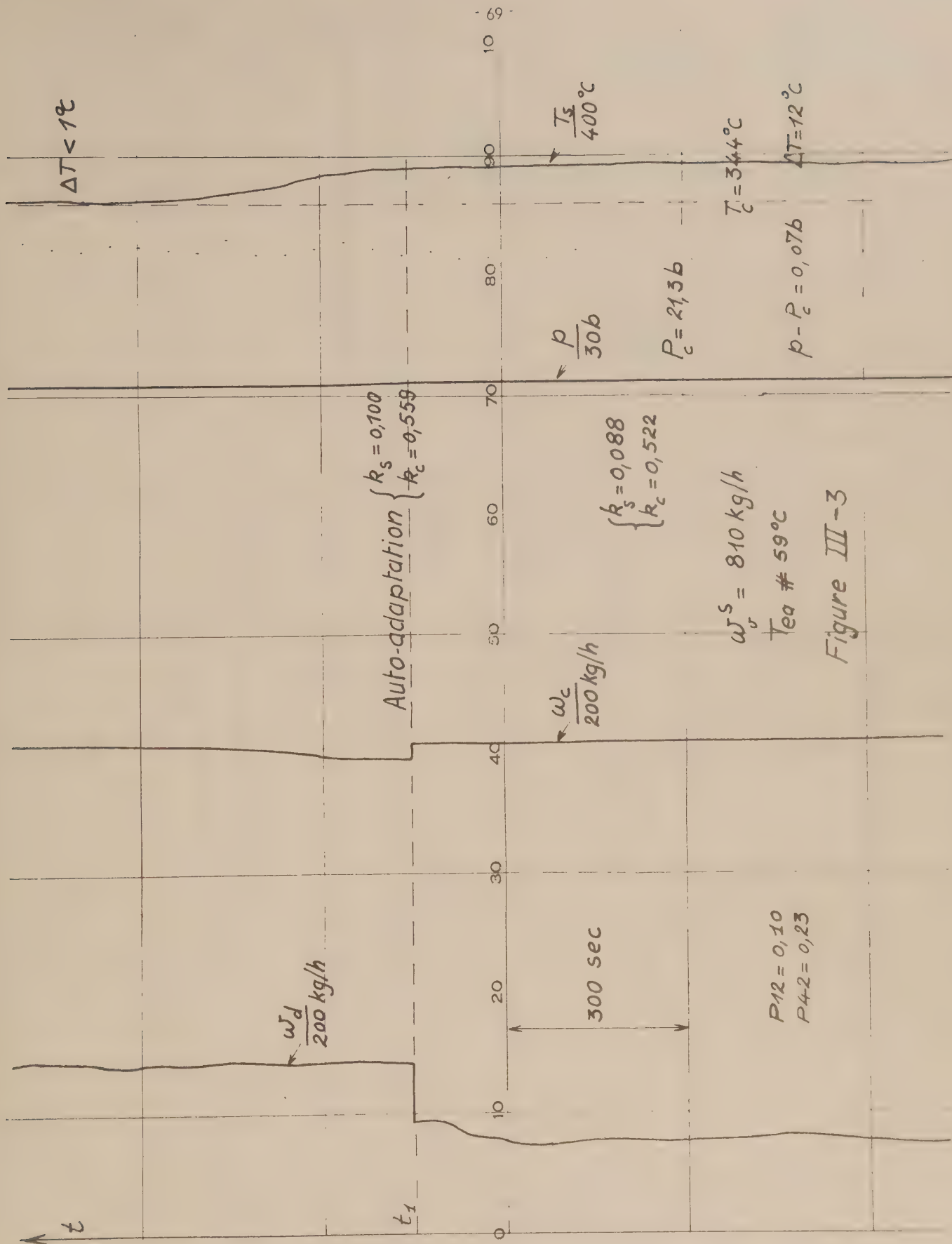
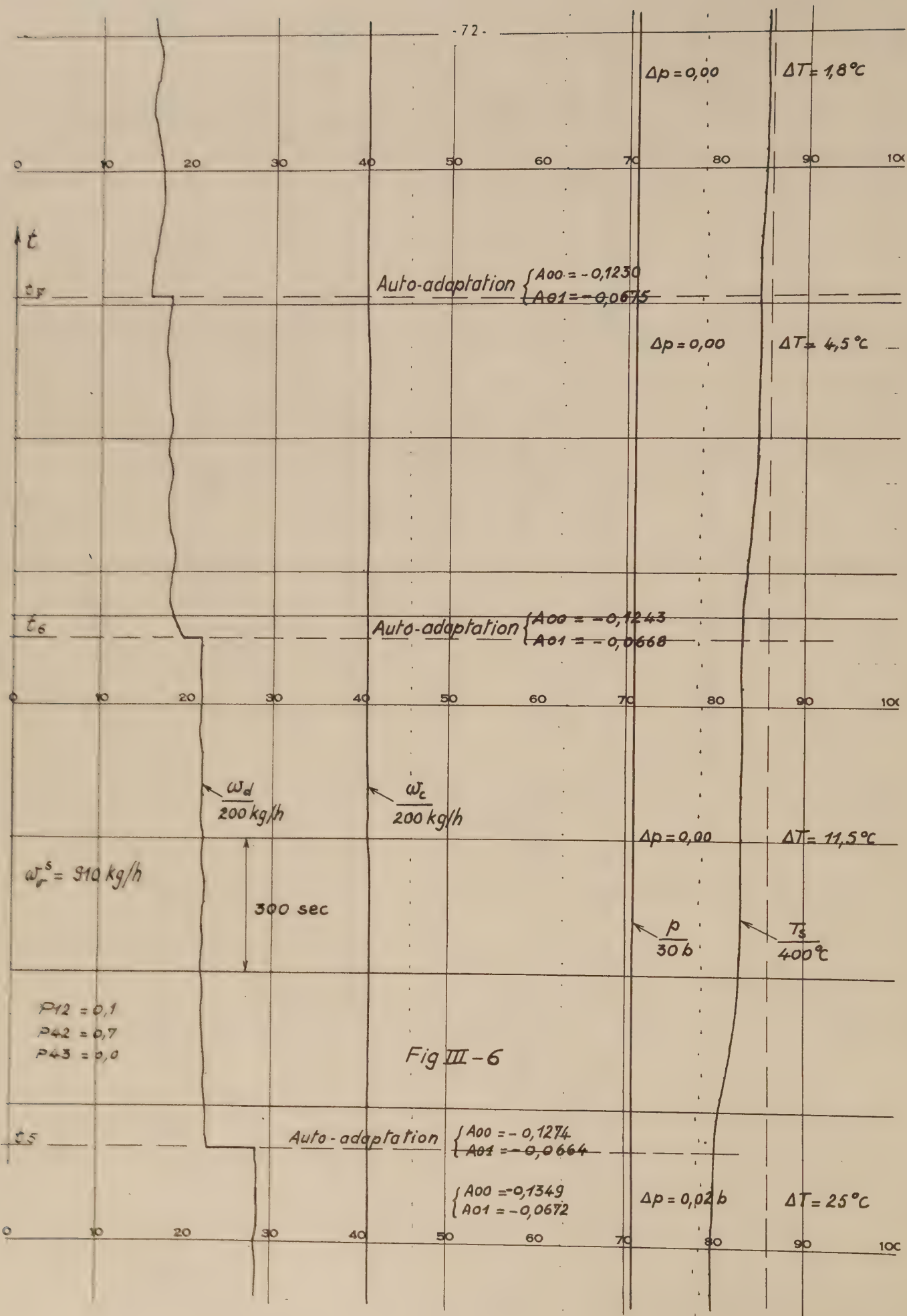


Figure III-3



Figure III-5



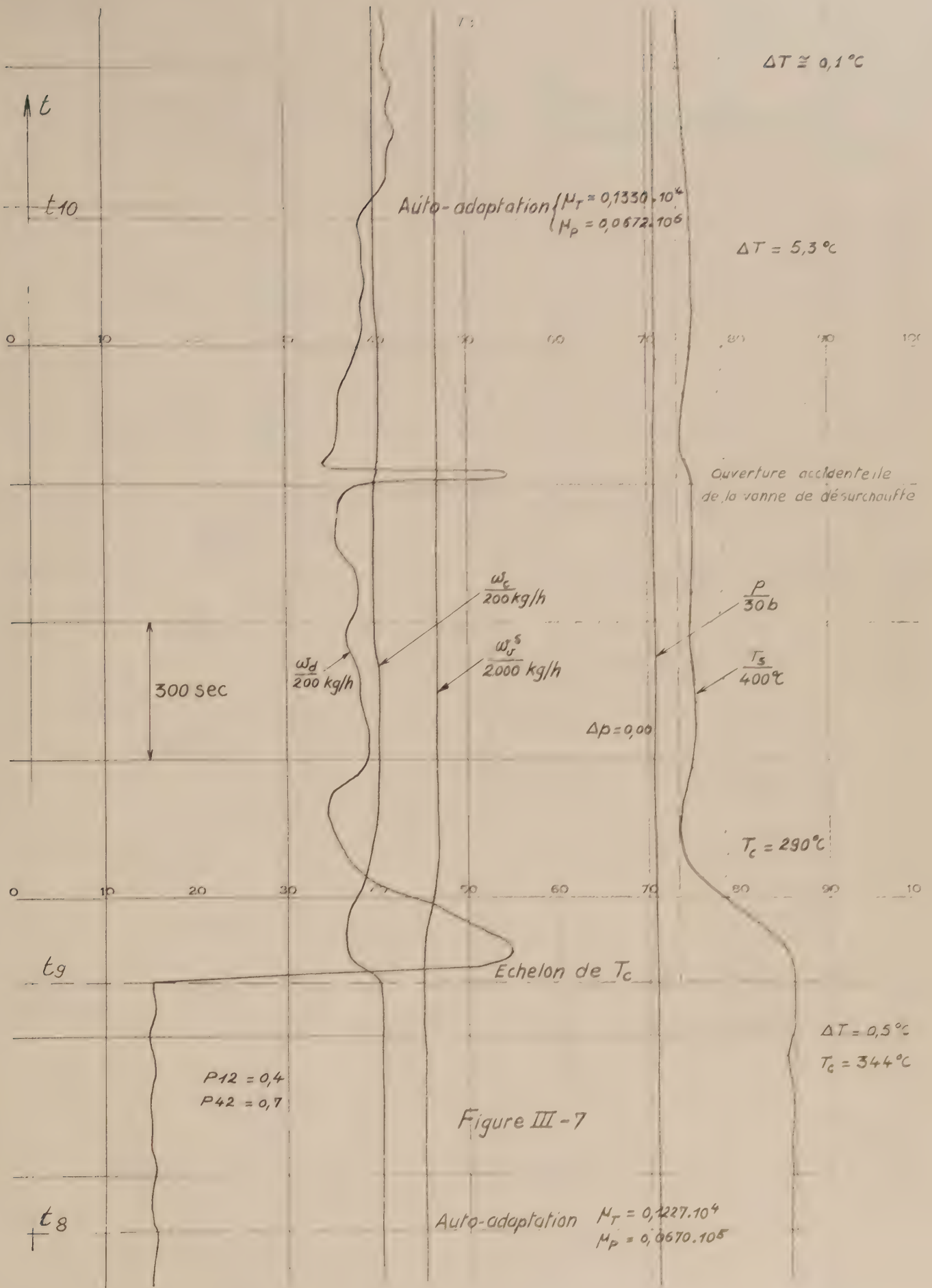
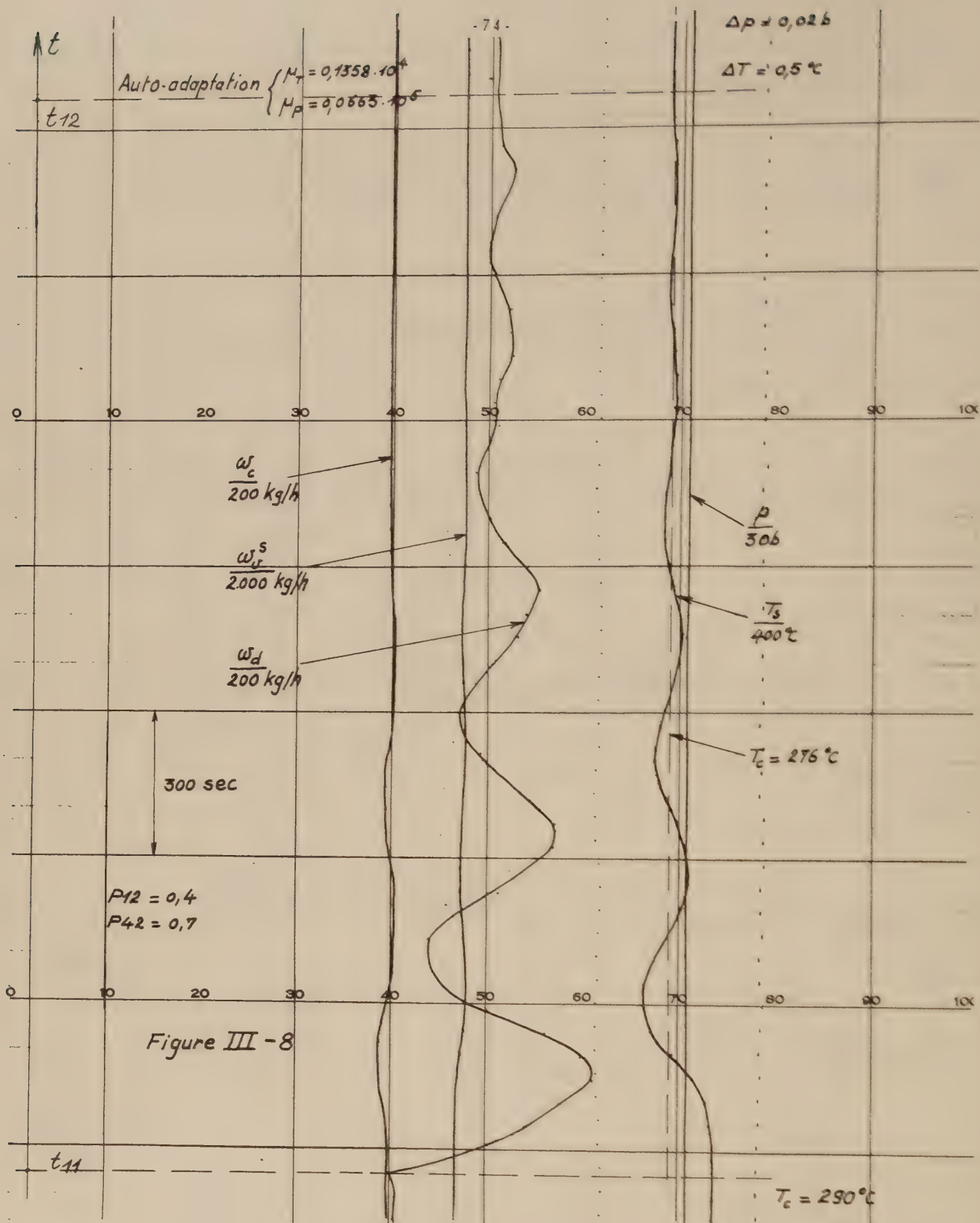


Figure III-7



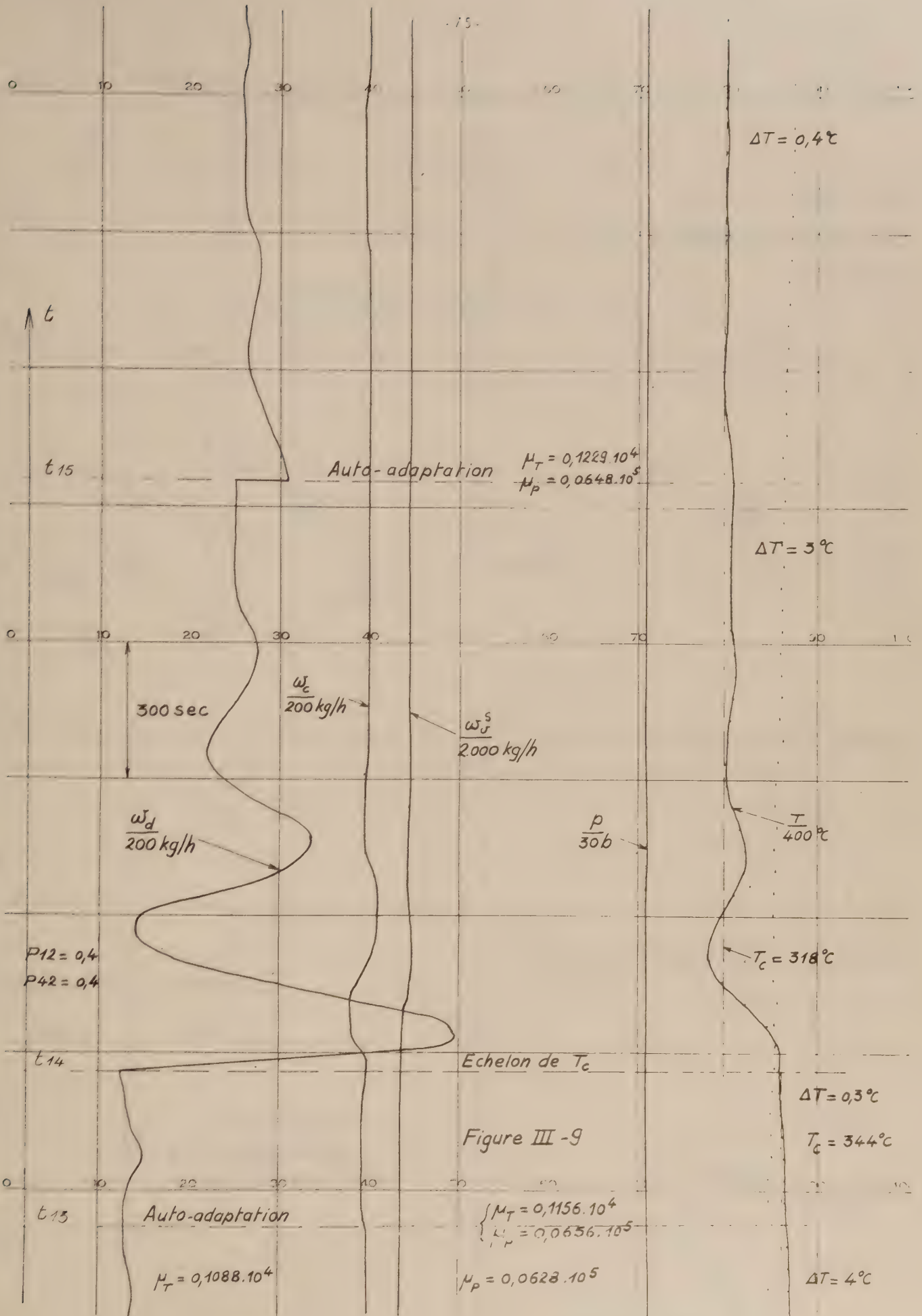


Figure III -9

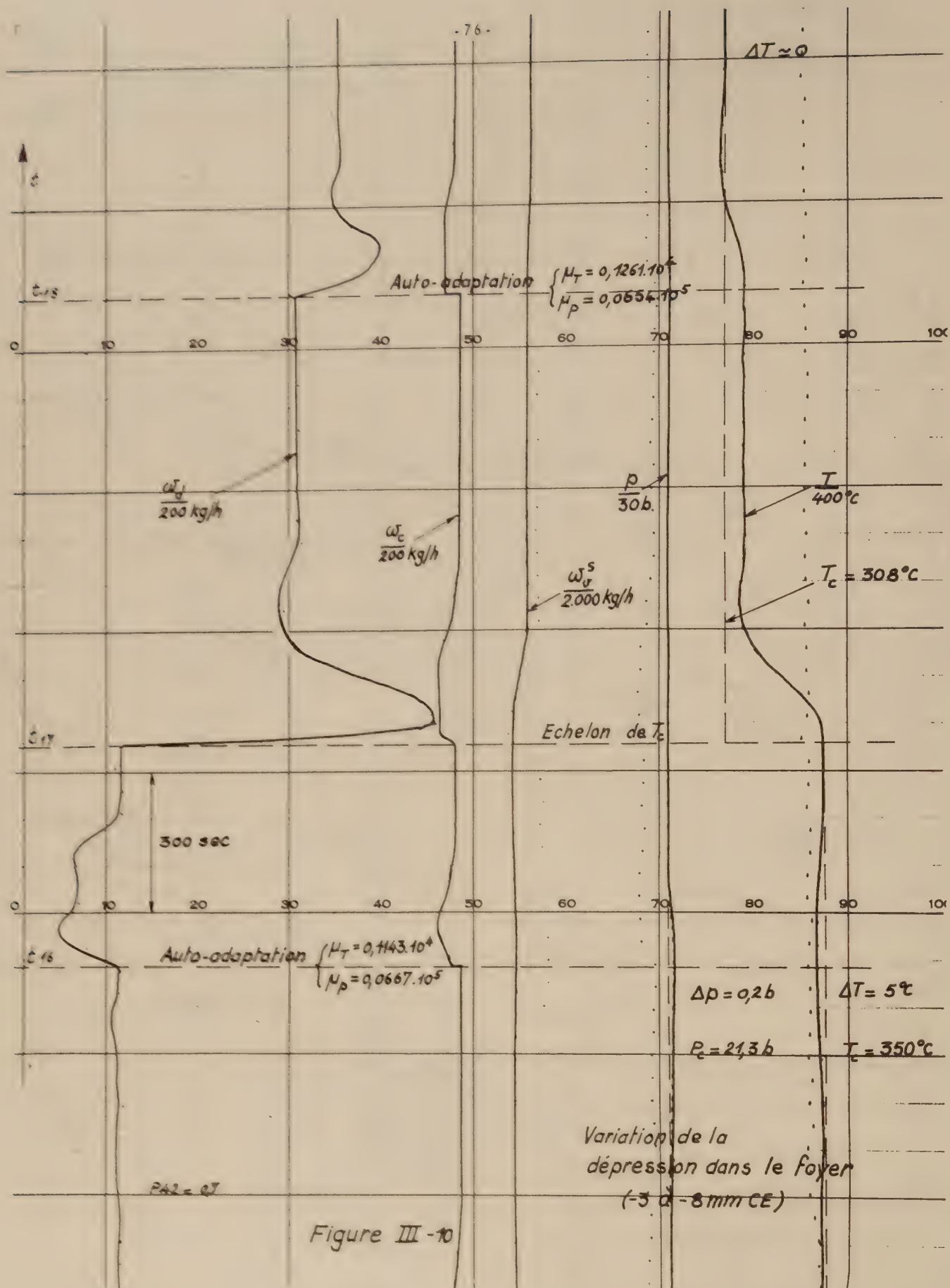


Figure III - 10

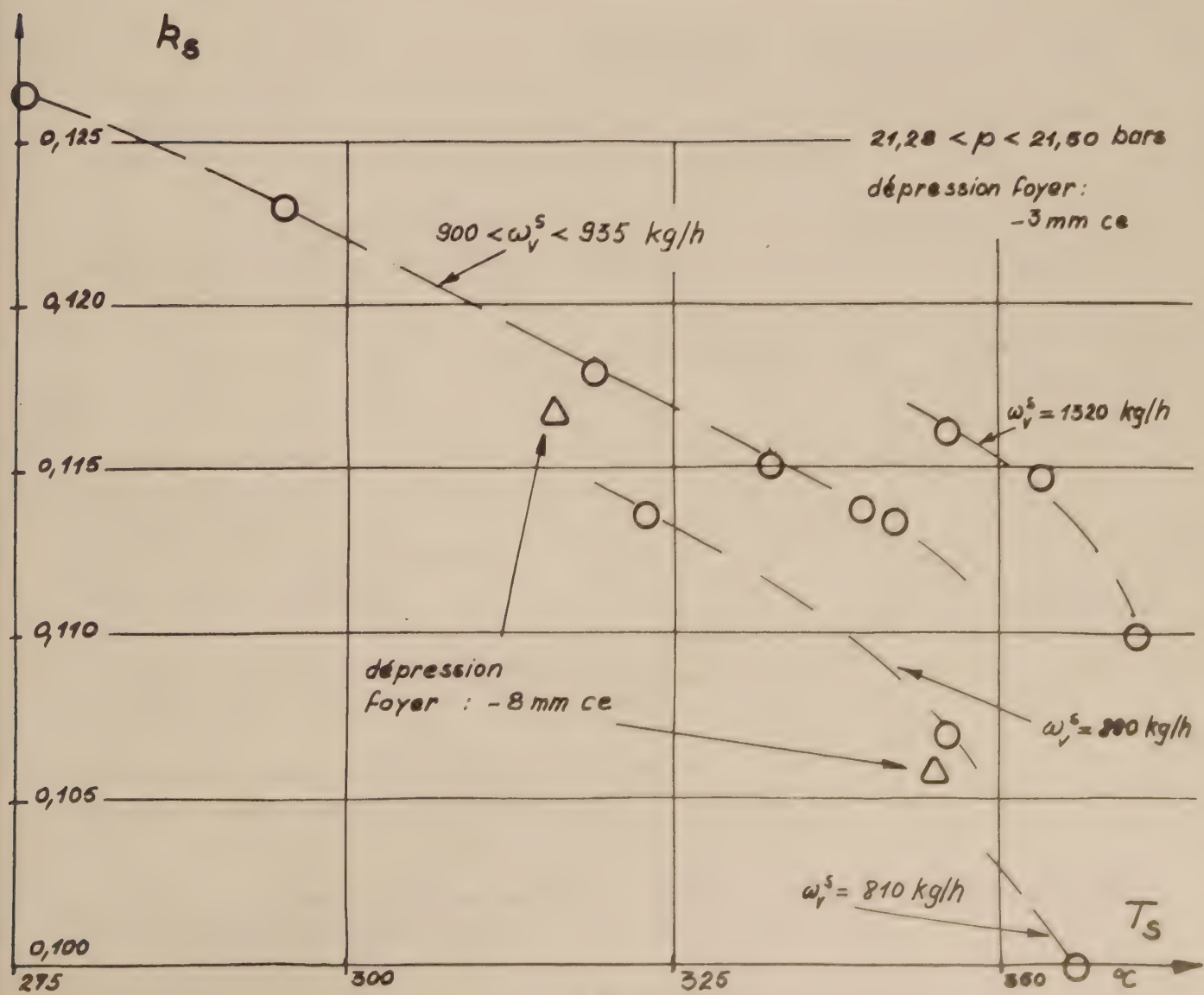
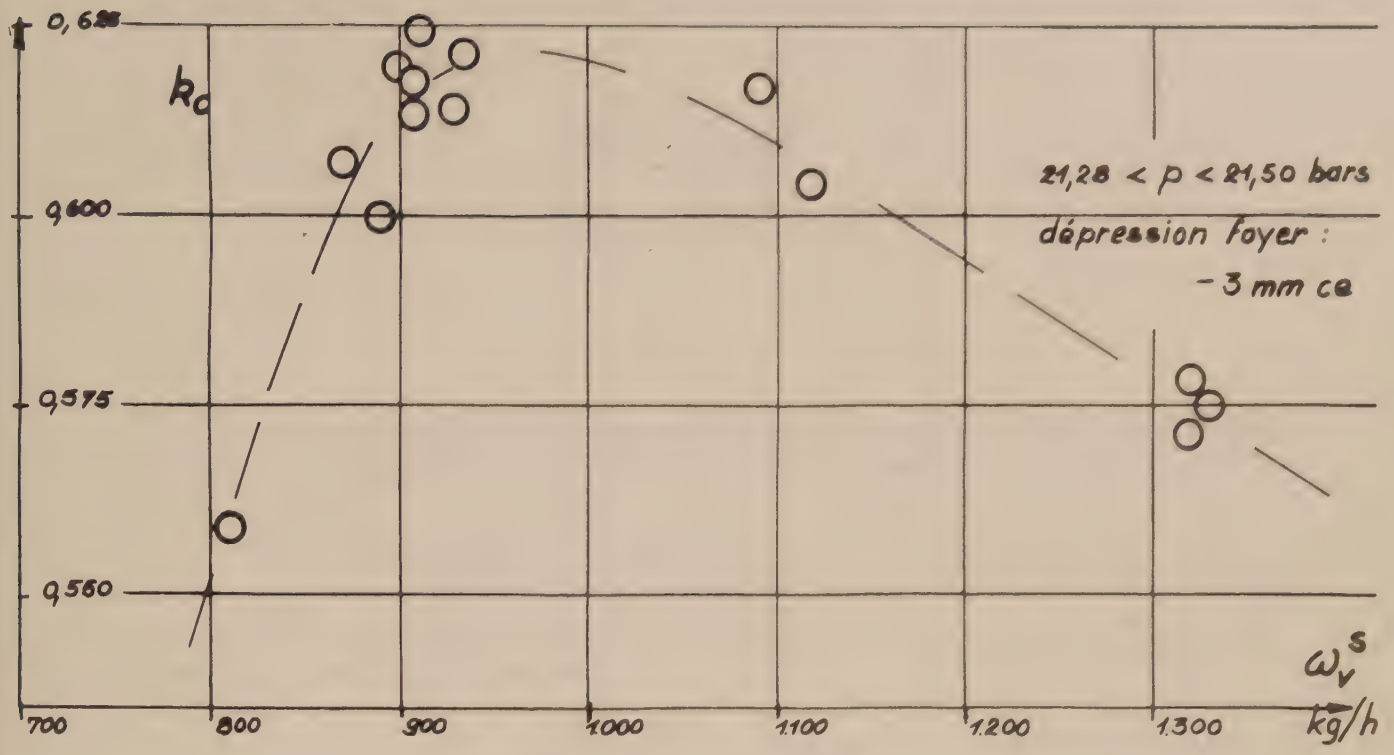


Figure III - 11

CONCLUSION

Le travail entrepris pour définir une régulation de processus par équations de tendance auto adaptées et pour appliquer cette méthode de régulation à une chaudière pilote, nous permet :

- de comparer à celle d'une régulation classique PID les moyens matériels à mettre en oeuvre, ce qui est important puisqu'il y a la possibilité d'appliquer cette méthode industriellement, et, d'un point de vue strictement universitaire, à une époque où la notion de coût doit être intégrée à l'enseignement, tout au moins dans les disciplines universitaires à caractère technologique,
- de connaître les performances que l'on peut obtenir par cette méthode quand on l'applique à une installation industrielle.

La comparaison de la quantité des moyens matériels à mettre en oeuvre à celle nécessaire pour obtenir une régulation par PID est difficile à faire dans le cas général, car il faut tenir compte d'une part du processus à réguler, duquel dépend le nombre de capteurs et d'organes de commande à installer, d'autre part, à une époque donnée, du matériel disponible sur le Marché.

Dans le cas de la régulation de chaudière que nous avons installée, on peut faire la comparaison suivante en ne considérant que les chaînes de régulation « Pression » et « Température »:

	Nombre d'organes nécessaires	
	Régulation classique	Régulation par équations de tendance auto-adaptées
Organes de commande	2	2
Capteurs de mesure	2	6
Régulateurs PID	2	0
Amplification des équations de tendance :		
Amplificateurs opérationnels	0	2(minimum)
Auto adaptation :		
Détecteur de régime permanent (un intégrateur, un amplificateur opérationnel, un détecteur de signe et une unité logique)	0	2
Multiplieurs à mémoire (un multiplieur à diode et un intégrateur ou un servomultiplieur à potentiomètre)	0	2

L'examen de ce tableau montre qu'une régulation par tendance nécessite un plus grand nombre de capteurs qu'une régulation PID .

D'autre part, on voit que l'installation des régulateurs classiques est remplacée par celle des dispositifs élaborant les équations de tendance et effectuant les auto adaptations. Ces appareils peuvent être réalisés industriellement à l'aide de composants ayant des performances moyennes et actuellement disponibles sur le Marché, il est vraisemblable de penser qu'un « régulateur par tendances auto adaptées » n'est pas plus onéreux qu'un ensemble de régulateurs PID. Finalement, la principale différence est dans le nombre de capteurs de mesure à installer; la méthode de régulation par équations de tendance auto adaptées nécessite davantage de capteurs.

Les performances que la méthode permet d'obtenir ont été exposées dans le premier chapitre et mises en évidence, sur une chaudière, dans le troisième chapitre.

On peut classer ces performances en deux catégories :

- du point de vue « régulation industrielle », l'avantage essentiel de la méthode d'auto adaptation est de permettre une mise en oeuvre efficace de régulations par équations de tendance dans le cas des processus ayant des paramètres dont les variations sont mal connues. On peut obtenir par cette méthode, des réponses transitoires rapides et des régimes permanents précis sans correcteur intégral,
- du point de vue « identification des systèmes », les caractéristiques de la méthode d'auto adaptation sont de pouvoir identifier des paramètres inconnus et ayant des variations aléatoires d'un processus au cours de son fonctionnement normal sans utilisation de signal extérieur. De plus, même si la structure mathématique des équations du système est mal connue en dynamique, l'auto adaptation étant faite en régime permanent, le réglage des coefficients intervenant dans le fonctionnement statique s'effectue d'une manière rigoureuse.

Enfin, les nombreux essais de fonctionnement de la régulation auto adaptée qui ont été effectués sur une chaudière pilote ont montré l'importance des effets des variations des coefficients d'échange thermique sur les performances en régime permanent. La connaissance des lois de variations de ces coefficients permet d'avoir avec précision, en fonction de l'allure de chauffe, la répartition des flux de chaleur sur chaque échangeur (deux circuits de vaporisation, deux circuits de réchauffage, deux circuits de surchauffe) et ainsi de déterminer un modèle dynamique de l'ensemble plus précis. Ayant ce modèle mathématique, il est possible d'étudier l'installation de commandes automatiques optimales, et prédictives quand il existe des perturbations déterministes, tenant compte des saturations et contraintes apparaissant inévitablement pendant le fonctionnement, dans le but d'obtenir une production de vapeur de mieux en mieux adaptée aux besoins des utilisateurs et dans les meilleures conditions d'exploitation.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - Auto adaptation d'un système de régulation au moyen d'un calculateur analogique
par J.F. LE CORRE et Y. THOMAS
Séminaire International Bruxelles 18 - 22 - IV - 1966
 - 2 - Quelques méthodes d'auto adaptation
par J.F. LE CORRE - Y. THOMAS - C. BOUVET
Automatisme - juillet-août 1966
 - 3 - Etude d'une régulation optimale de chaudière
Rapport d'activité contrat D.G.R.S.T. N° 66 - 00 - 096 - septembre 1967
 - 4 - Etude de l'auto adaptation d'un système de régulation
Rapport d'activité contrat D.G.R.S.T. N° 63 - 00 - 123 - décembre 1965
 - 5 - Introduction à la commande optimale -
Naslin - Dunod - 1966
 - 6 - Optimization Theory and the design of feedback control Systems
by C.W. MERRIAM III
Mc Graw- Hill Book Company - 1964
 - 7 - Optimal Control by
by M. ATHANS and P.L. FALB
Mc Graw-Hill Book Company - 1966
 - 8 - L'Automatisation dans la production et la distribution de l'énergie électrique
Actes du Séminaire International de Bruxelles du 18 au 22 avril 1966
Dunod 1967
 - 9 - Réglage paramétrique d'une chaudière à ballon et calculateurs de flux calorifiques
Modèle mathématique d'une chaudière à ballon
Rapports du Laboratoire Central des Industries Electriques - Belgique - 1966
 - 10 - Dynamic Analysis of a Boiler
by K. L. CHIEN, E.I. ERGIN, C. LING and C. LEE
ASME paper N° 58 Novemb. 1958
-

Deuxième Thèse

Propositions données par la Faculté

DETERMINATION DU MODELE MATHEMATIQUE D'UN SYSTEME
PAR UTILISATION DE FONCTIONS ORTHOGONALES

VU

Le Directeur de Thèse

R. MEZENCEV

VU

Le Président du Jury

R. MEZENCEV

VU et APPROUVE

Nantes, le 12 décembre 1968

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J.M. DUNOYER de SEGONZAC

